

T2K 実験次世代前置検出器 SuperFGD の ビーム試験およびシミュレーションによる性能評価

首都大学東京大学院 理学研究科 物理学専攻
高エネルギー物理実験研究室
栗田口唯人

2020 年 1 月 10 日

概要

T2K (Tokai to Kamioka) 実験は、茨城県東海村にある J-PARC から発射したニュートリノビームを、発射地点から 280 m 離れた ND280 という検出器と、295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にあるスーパーカミオカンデで検出することによりニュートリノ振動を観測している。現段階では 3σ の信頼度でレプトンセクターの CP 対称性の破れを示すことを目指している。

T2K 実験では系統誤差を削減するために、前置検出器群 ND280 のアップグレード計画が進行中である。この計画では SuperFGD という名称の新しいシンチレーショントラッカーの開発が進められている。SuperFGD は 1 cm 立方のプラスチックシンチレータキューブ約 200 万個からなる、位置分解能が高い検出器となっている。隣接したシンチレータキューブへの光漏れ（クロストーク）を防ぐためにそれぞれのキューブが光反射層で覆われているものの、一部の光が漏れて測定精度の悪化を招くことが懸念される。本研究では、クロストークの効果をビーム試験、シミュレーションの両面から評価する。

目次

第 1 章	序論	4
1.1	ニュートリノ振動	4
1.2	ニュートリノと原子核の相互作用	7
1.3	ニュートリノ振動測定の現状	8
1.4	T2K 実験	11
1.4.1	J-PARC 陽子加速器およびニュートリノビームライン	12
1.4.2	前置検出器	15
1.4.3	後置検出器 スーパーカミオカンデ	18
1.4.4	前置検出器の問題点	19
1.5	T2K-II	20
1.6	本研究の目的	21
第 2 章	SuperFGD	22
2.1	検出器の概要	22
2.2	各構成要素の詳細	23
2.2.1	シンチレータキューブ	23
2.2.2	波長変換ファイバー	23
2.2.3	MPPC (Multi Pixel Photon Counter)	24
2.2.4	読み出し回路	25
2.2.5	光学インターフェース	26
2.3	キューブ組立方法	27
2.3.1	釣り糸を使う方法	28
2.3.2	超音波溶着する方法	29
2.4	期待される性能	30
第 3 章	SuperFGD 用のビーム試験による性能評価	31
3.1	ビーム試験の概要	31
3.2	実験装置のセットアップ	32
3.2.1	ビームライン	32

3.2.2	検出器・測定装置	33
3.2.3	ホドスコープ	34
3.2.4	MPPC	36
3.2.5	データ取得用回路	36
3.3	取得したデータについて	38
3.3.1	ゲイン較正	38
3.3.2	ビームプロファイルおよびオフラインでのイベント選別	39
3.3.3	ビーム入射位置ごとのシンチレータの検出効率	40
3.4	解析方法	41
3.4.1	全体的なクロストーク	41
3.4.2	クロストークのビーム入射位置依存性	41
3.5	結果	42
3.5.1	全体的なクロストーク	42
3.5.2	クロストークのビーム入射位置依存性	48
第 4 章	SuperFGD のシミュレーションによる性能評価	52
4.1	シミュレーションの概要	52
4.2	ビーム試験を再現するセットアップ	52
4.3	結果	59
4.4	考察	72
第 5 章	結論	74
付録 A	シミュレーション上でのシンチレータ反射層の反射率および透過率測定	76
A.1	測定セットアップ	76
A.2	結果	76

略語一覽

略語	意味
CITIROC	Cherenkov Imaging Telescope Integrated Read Out Chip
ELPH	research center for ELectron PHoton science
FGD	Fine Grained Detector
INGRID	Interactive Neutrino Grid
J-PARC	Japan Proton Accelerator Research Complex
L.Y. ratio	Light Yield ratio
MPPC	Multi Pixel Photon Counter
MR	Main Ring
ND280	Near Detector at 280 m
PØD	Pi-zero Detector
p.e.	photo-electron
PMNS	Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata
POT	Protons On Target
RCS	Rapid Cycling Synchrotron
SK	Super Kamiokande
T2K	Tokai to Kamioka
ToF	Time of Flight

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ振動

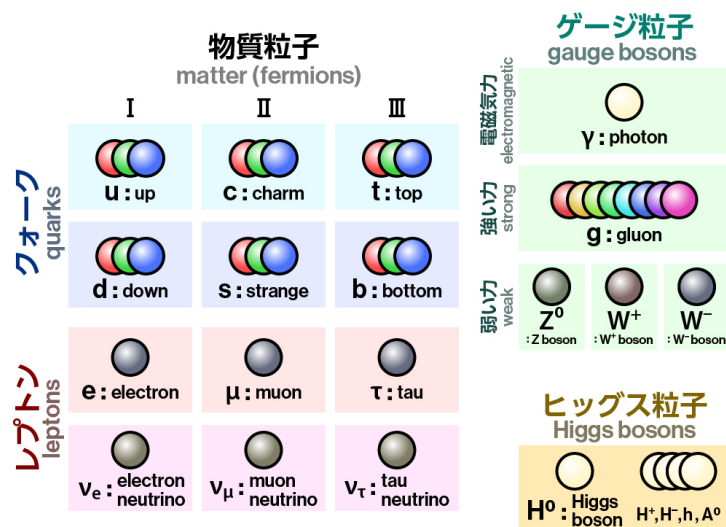


図 1.1 標準模型 [1]

ニュートリノは電荷を持たないスピン 1/2 のレプトンで、図 1.1 のように 3 種類のフレーバーが存在する。それぞれ電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) と呼ぶ。標準模型では質量 0 とされていたが、1998 年のスーパーカミオカンデでの大気ニュートリノ観測 [2] によって、ニュートリノが別のフレーバーに変化するニュートリノ振動の存在が証明され、質量が 0 でないことがわかった。

ニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態の関係は、真空中の場合以下のように表

せる.

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (1.2)$$

ここで, $|\nu_\alpha\rangle$ はフレーバー固有状態, $|\nu_i\rangle$ は質量固有状態を表す. また, ユニタリ行列 $U_{\alpha i}$ はポンテコルボ-牧-中川-坂田 (PMNS) 行列と呼ばれ,

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

$$\equiv \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

と定義される. ここで, $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ で, θ_{ij} は固有状態 ν_i と ν_j の混合角と呼ばれ, δ_{CP} は CP 位相と呼ばれる.

真空中においてフレーバー α のニュートリノ ν_α がフレーバー β のニュートリノ ν_β に振動する確率は以下ようになる.

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \quad (1.6)$$

ここで, L はニュートリノの伝搬距離, E はニュートリノのエネルギーである. また, $\Delta m_{jk}^2 \equiv m_j^2 - m_k^2$ は質量二乗差である. したがってニュートリノの質量の絶対値は振動実験からはわからない. しかし, 質量二乗差の実験値から図 1.2 のように 2 つのパターンの質量階層が考えられている. $m_3 > m_2 > m_1$ となるパターンを順階層, $m_2 > m_1 > m_3$ となるパターンを逆階層と呼ぶ.

反ニュートリノに関しては, CPT 定理より

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) \quad (1.7)$$

が成り立つ.

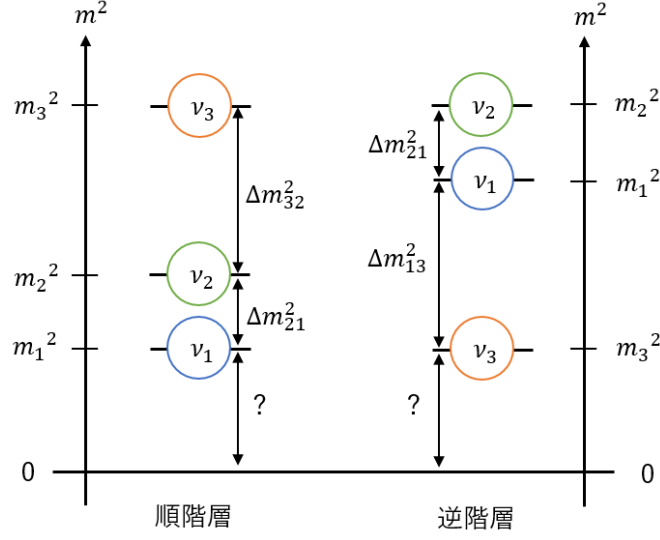


図 1.2 ニュートリノの質量階層

ミューニュートリノから電子ニュートリノへの振動確率は

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= T_1 + T_2 + T_3 + T_4 \\
 T_1 &= \sin^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \\
 T_2 &= \cos^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \\
 T_3 &= \mp J \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \\
 T_4 &= J \cot(\delta_{CP}) \sin\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right)
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

で与えられる。ここで、

$$J = \cos(\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \sin(\delta_{CP}) \tag{1.9}$$

である。また、 T_3 の符号はニュートリノに対してはマイナス、反ニュートリノに対してはプラスである。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の確率と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動の確率の差を取ると、CP 位相 δ_{CP} が顕著に現れる。

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) &= -2 \sin(\delta_{CP}) \cos(\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \times \\
 &\quad \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right)
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

この式から、 $\delta_{CP} = 0, \pi$ ならば CP 対称性が破れていないことを表し、 $\delta_{CP} \neq 0, \pi$ ならば CP 対称性が破れていることを表すことがわかる。これを利用することによって δ_{CP} を実験的に求めることが可能である。

一方で、ミューニュートリノがミューニュートリノのまま観測される確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4 \sum_{j>k} |U_{\mu j}|^2 |U_{\mu k}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \quad (1.11)$$

$$\approx 1 - \cos^2(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (1.12)$$

で与えられる。

1.2 ニュートリノと原子核の相互作用

ニュートリノと原子核の反応は、大別すると W^\pm ボソンを介する荷電カレント (Charged Current; CC) 反応と Z ボソンを介する中性カレント (Neutral Current; NC) 反応の 2 つに分けられる。

図 1.3 に反応の種類ごとのニュートリノの反応断面積を示す。

- 荷電カレント擬弾性 (Charged Current Quasi Elastic; CCQE) 反応

1 GeV 付近の低エネルギーニュートリノにおける最も主要な反応である。以下の反応式のように、ニュートリノ (反ニュートリノ) と原子核中の中性子 (陽子) が反応し、ニュートリノのフレーバーに対応する荷電レプトン (反レプトン) と陽子 (中性子) が放出される。

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \quad (1.13)$$

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n \quad (1.14)$$

T2K 実験ではおよそ 600 MeV のニュートリノを使用するため、測定で見える反応の多くは CCQE である。

- 荷電カレントパイオン生成 (CC1 π) 反応

低エネルギーニュートリノにおける 2 番目に主要な反応である。以下の式のようにニュートリノが原子核と反応し、レプトンと荷電パイ中間子が放出される。

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N' + \pi^+ \quad (1.15)$$

- 中性カレントパイオン生成 (NC1 π) 反応

以下の式のようにニュートリノが原子核と反応し、ニュートリノと中性パイ中間子が放出される。

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + \pi_0 \quad (1.16)$$

この反応から出る π_0 は 2 つの γ に崩壊するが、そのうち 1 つの γ を見落とすと ν_e CCQE 反応

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (1.17)$$

と見分けがつかなくなる。なぜならば、電子もガンマ線も検出器内で電磁シャワーを起こすためである。

- 荷電カレント深非弾性散乱（Deep Inelastic Scattering; DIS）

およそ 2 GeV 以上の高エネルギーニュートリノにおける主要な反応である．以下の式のようにニュートリノと原子核が反応し，レプトンと複数個のハドロンが放出される．

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N' + (\text{hadrons}) \quad (1.18)$$

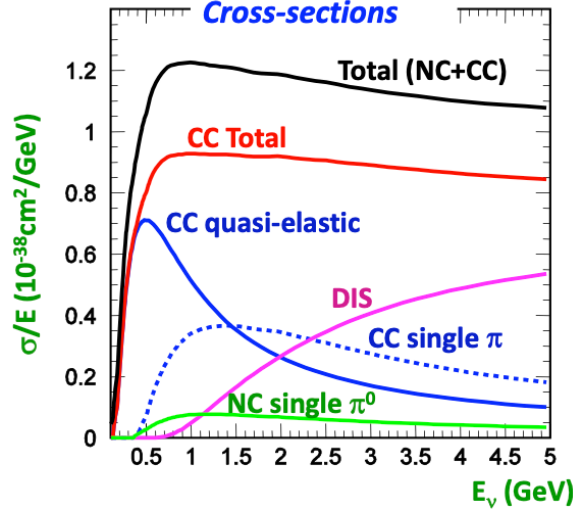


図 1.3 相互作用ごとのニュートリノの反応断面積 [3]

CCQE の背景事象となりうるもう一つの反応として 2p2h（2 particles 2 holes）反応がある．図 1.4 に CCQE と 2p2h のダイアグラムを示す．2p2h では，原子核中で核子どうしがパイ中間子を交換することによって，終状態で 2 つの核子が現れる．現在の T2K の前置検出器では，約 450 MeV 以下の運動量の陽子が観測できないために 2p2h を直接観測することが難しい．T2K のようなニュートリノ振動パラメータを測定する実験では正確にエネルギーを測定する必要があり，2p2h の理論モデルの構築はその正確なエネルギー測定に寄与する．そのため，T2K では前置検出器のアップグレード計画において，低運動量イベントの測定を通じた 2p2h の観測が可能な構造となる検出器を構築する予定である．

1.3 ニュートリノ振動測定の実況

各種実験から得られたニュートリノ振動パラメータを図 1.5 に示す [4]．また，表 1.1 は順階層と逆階層それぞれで $\Delta\chi^2$ が最も低い（信頼度が高い）ときのパラメータの値および $1\sigma, 3\sigma$ 信頼区間の範囲を示す．この結果は太陽ニュートリノ，大気ニュートリノ，原子炉ニュートリノ，加速器ニュートリノの観測結果を合わせたものである．スーパーカミオカンデ（SK）のデータがどれほど振動解析にインパクトを与えるかを見るため，図表は SK での大気ニュートリノの観測結果を含まないものと，含むもので分けてある．また，表における $\Delta m_{3\ell}^2$ は，順階層に対しては $\Delta m_{31}^2 > 0$ を，逆階層に対しては $\Delta m_{32}^2 < 0$ を示している．

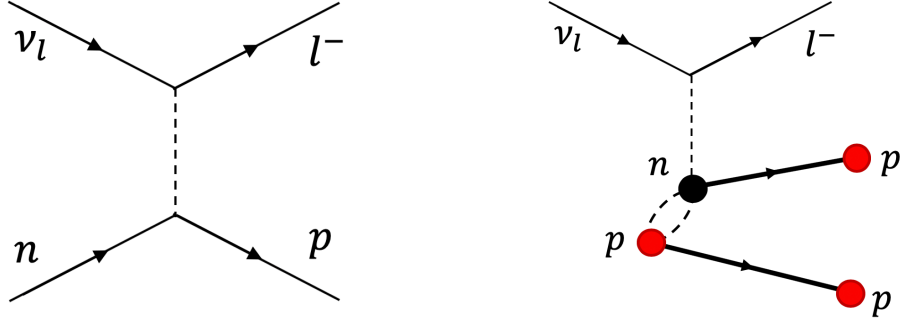


図 1.4 CCQE (左) と 2p2h (右)

これらのパラメータを PMNS 行列に代入すると、各行列要素の 3σ の範囲は以下ようになる。

$$|U|_{3\sigma}^{\text{w/o SK atm}} = \begin{pmatrix} 0.797 \sim 0.842 & 0.518 \sim 0.585 & 0.143 \sim 0.156 \\ 0.233 \sim 0.495 & 0.448 \sim 0.679 & 0.639 \sim 0.783 \\ 0.287 \sim 0.532 & 0.486 \sim 0.706 & 0.604 \sim 0.754 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

$$|U|_{3\sigma}^{\text{w/ SK atm}} = \begin{pmatrix} 0.797 \sim 0.842 & 0.518 \sim 0.585 & 0.143 \sim 0.156 \\ 0.235 \sim 0.484 & 0.458 \sim 0.671 & 0.647 \sim 0.781 \\ 0.304 \sim 0.531 & 0.487 \sim 0.699 & 0.607 \sim 0.747 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

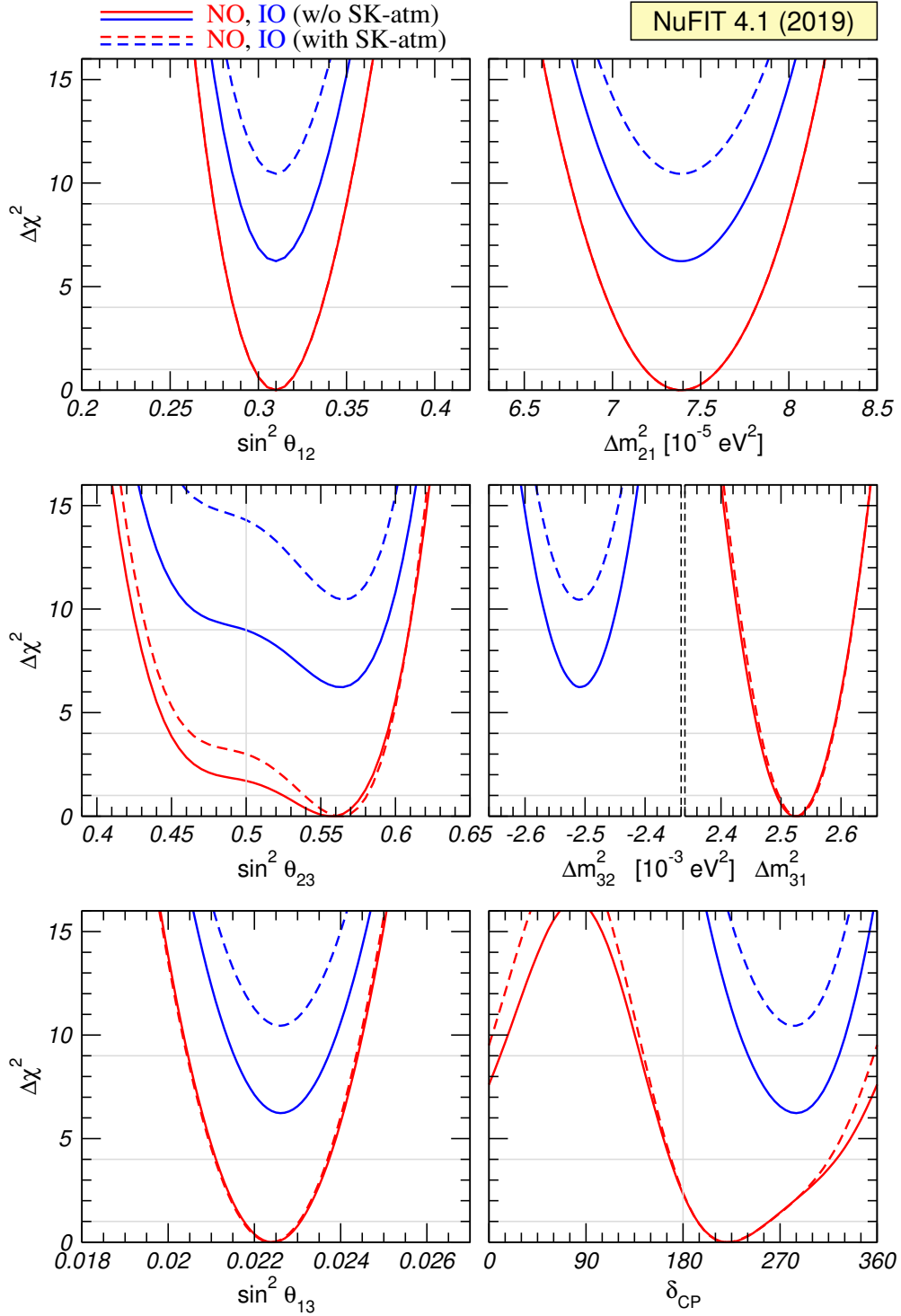


図 1.5 振動パラメータと $\Delta\chi^2$ [4]. 赤線は順階層，青線は逆階層を示し，実線は SK のデータを含んだ解析で，破線は含まない解析である．

表 1.1 振動パラメータのベストフィット点および $1\sigma, 3\sigma$ の範囲 [4]

NuFIT 4.1 (2019)					
without SK atmospheric data		Normal Ordering (best fit)		Inverted Ordering ($\Delta\chi^2 = 6.2$)	
		bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range
	$\sin^2 \theta_{12}$	$0.310^{+0.013}_{-0.012}$	$0.275 \rightarrow 0.350$	$0.310^{+0.013}_{-0.012}$	$0.275 \rightarrow 0.350$
	$\theta_{12}/^\circ$	$33.82^{+0.78}_{-0.76}$	$31.61 \rightarrow 36.27$	$33.82^{+0.78}_{-0.76}$	$31.61 \rightarrow 36.27$
	$\sin^2 \theta_{23}$	$0.558^{+0.020}_{-0.033}$	$0.427 \rightarrow 0.609$	$0.563^{+0.019}_{-0.026}$	$0.430 \rightarrow 0.612$
	$\theta_{23}/^\circ$	$48.3^{+1.1}_{-1.9}$	$40.8 \rightarrow 51.3$	$48.6^{+1.1}_{-1.5}$	$41.0 \rightarrow 51.5$
	$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02241^{+0.00066}_{-0.00065}$	$0.02046 \rightarrow 0.02440$	$0.02261^{+0.00067}_{-0.00064}$	$0.02066 \rightarrow 0.02461$
	$\theta_{13}/^\circ$	$8.61^{+0.13}_{-0.13}$	$8.22 \rightarrow 8.99$	$8.65^{+0.13}_{-0.12}$	$8.26 \rightarrow 9.02$
	$\delta_{\text{CP}}/^\circ$	222^{+38}_{-28}	$141 \rightarrow 370$	285^{+24}_{-26}	$205 \rightarrow 354$
	$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2}$	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	$6.79 \rightarrow 8.01$	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	$6.79 \rightarrow 8.01$
	$\frac{\Delta m_{3\ell}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2}$	$+2.523^{+0.032}_{-0.030}$	$+2.432 \rightarrow +2.618$	$-2.509^{+0.032}_{-0.030}$	$-2.603 \rightarrow -2.416$
with SK atmospheric data		Normal Ordering (best fit)		Inverted Ordering ($\Delta\chi^2 = 10.4$)	
		bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range
	$\sin^2 \theta_{12}$	$0.310^{+0.013}_{-0.012}$	$0.275 \rightarrow 0.350$	$0.310^{+0.013}_{-0.012}$	$0.275 \rightarrow 0.350$
	$\theta_{12}/^\circ$	$33.82^{+0.78}_{-0.76}$	$31.61 \rightarrow 36.27$	$33.82^{+0.78}_{-0.75}$	$31.61 \rightarrow 36.27$
	$\sin^2 \theta_{23}$	$0.563^{+0.018}_{-0.024}$	$0.433 \rightarrow 0.609$	$0.565^{+0.017}_{-0.022}$	$0.436 \rightarrow 0.610$
	$\theta_{23}/^\circ$	$48.6^{+1.0}_{-1.4}$	$41.1 \rightarrow 51.3$	$48.8^{+1.0}_{-1.2}$	$41.4 \rightarrow 51.3$
	$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02237^{+0.00066}_{-0.00065}$	$0.02044 \rightarrow 0.02435$	$0.02259^{+0.00065}_{-0.00065}$	$0.02064 \rightarrow 0.02457$
	$\theta_{13}/^\circ$	$8.60^{+0.13}_{-0.13}$	$8.22 \rightarrow 8.98$	$8.64^{+0.12}_{-0.13}$	$8.26 \rightarrow 9.02$
	$\delta_{\text{CP}}/^\circ$	221^{+39}_{-28}	$144 \rightarrow 357$	282^{+23}_{-25}	$205 \rightarrow 348$
	$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2}$	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	$6.79 \rightarrow 8.01$	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	$6.79 \rightarrow 8.01$
	$\frac{\Delta m_{3\ell}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2}$	$+2.528^{+0.029}_{-0.031}$	$+2.436 \rightarrow +2.618$	$-2.510^{+0.030}_{-0.031}$	$-2.601 \rightarrow -2.419$

1.4 T2K 実験

T2K (Tokai to Kamioka) 実験は、茨城県東海村にある J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) から発射したニュートリノビームを、発射地点から 280 m 離れた ND280 と呼ばれる複合型検出器と、295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にあるスーパーカミオカンデ (SK) と呼ばれる水チェレンコフ検出器で検出することによりニュートリノ振動を観測する (図 1.6) 長基線ニュートリノ実験である。T2K 実験の主な目標は、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ の

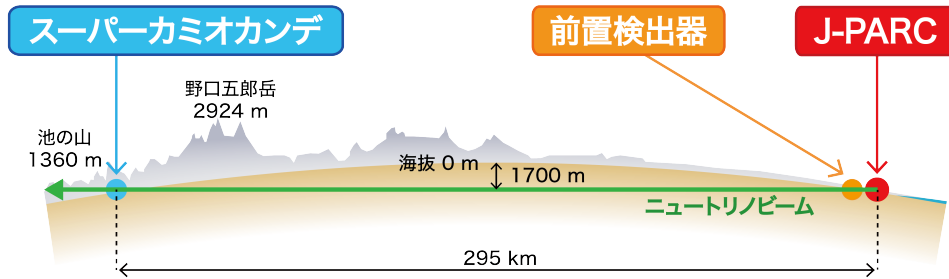


図 1.6 T2K 実験の概要

4 種類のチャンネルを観測することによる混合角・質量二乗差の精密測定および CP 位相の測定である。T2K 実験グループは、これまでに $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動していること ($\theta_{13} \neq 0$ であること) [5] や、90% の信頼性で CP 対称性が破れていること [6] などを示してきた。

1.4.1 J-PARC 陽子加速器およびニュートリノビームライン

J-PARC は茨城県那珂郡東海村にある大強度陽子加速器施設である。図 1.7 のように、400 MeV の線形加速器、3 GeV、30 GeV のシンクロトロンを施設内に有する。3 GeV のシンクロトロンは RCS (Rapid Cycling Synchrotron)、30 GeV のものは MR (Main Ring) と呼ばれる。物質・生命科学実験施設では RCS から取り出した 3 GeV の陽子が使われる一方、ハドロン実験施設とニュートリノ実験施設では MR から取り出した 30 GeV の陽子が使われる。また、ハドロン実験施設では約 2 秒かけて MR から陽子を取り出す「遅い取り出し」を行うのに対して、ニュートリノ実験施設ではビームが 1 周する間 (約 5 マイクロ秒) にすべての陽子を取り出す「速い取り出し」を行っている。

MR を周回するビームの時間的な構造は図 1.8 のようになっている。すなわち、1 スピル (1 周分に相当) に 8 バンチ含まれており、スピルの間隔は 2.48 秒である。バンチの間隔は 598 ナノ秒である。

図 1.9 にニュートリノビームラインの詳細を、図 1.10 にニュートリノビームの向きと各検出器のおおまかな位置関係を示す。陽子ビームを図 1.9 (2) の部分の電磁石で曲げることによって、後置検出器である SK の下方 2.5 度方向に向け、(4) にある炭素標的に照射することによって荷電 π 中間子を作る。荷電 π 中間子は (5) の decay volume において

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.21)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.22)$$

という過程で崩壊し、(反)ニュートリノを生じる。標的の下流に置かれた電磁ホーンによって荷電 π 中間子を選別することにより、ニュートリノ、反ニュートリノをそれぞれ取り出すことができ



図 1.7 J-PARC の概要

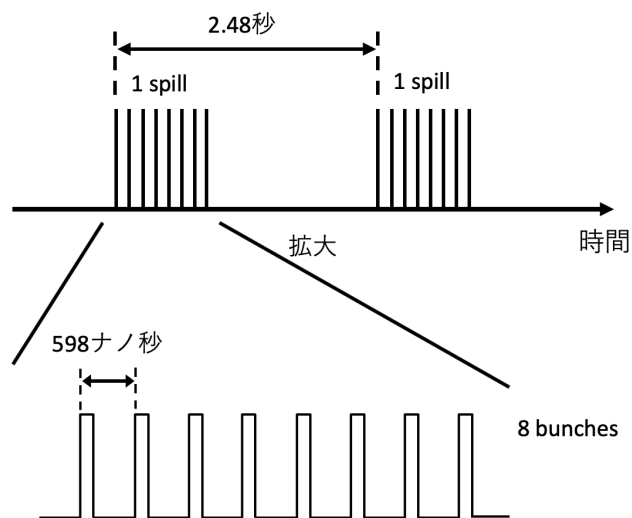


図 1.8 陽子ビームの時間的な構造

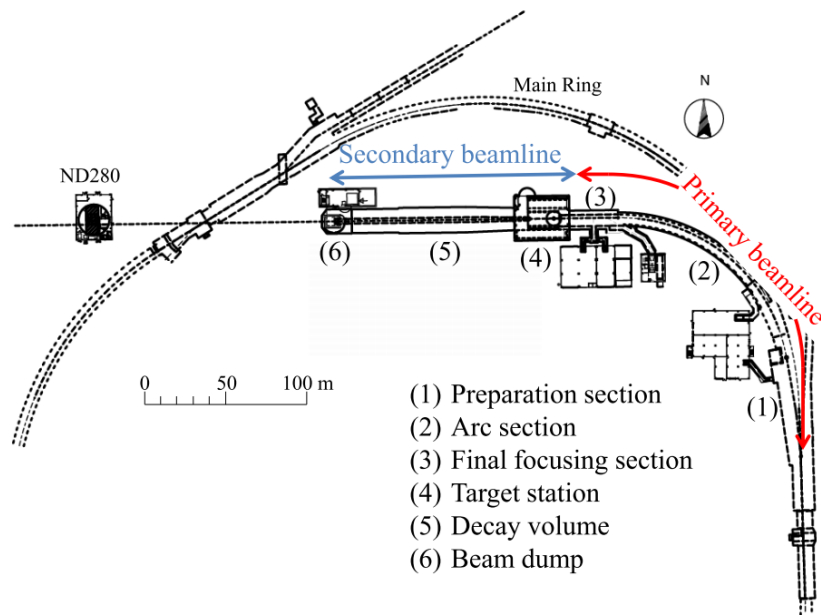


図 1.9 ニュートリノビームライン

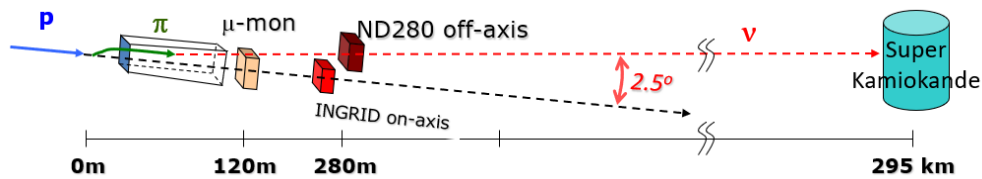


図 1.10 ニュートリノビームラインと検出器の位置関係

る。生成されたハドロンやミューオンは (6) のビームダンプに吸収されるが、一部の高いエネルギーを持ったミューオンはそれを貫通して、120 m 先にあるミューオンモニター (MUMON) によって検出される。これによりバンチごとにビームの位置を確認することができる。

陽子ビームを後置検出器である SK に対して 2.5 度の方向に向ける方法は T2K 実験の特徴となっている。これは off-axis 法と呼ばれ、SK における ν_e の観測量を最大化するための方法である。図 1.11 に J-PARC から SK に飛来するニュートリノの振動確率とフラックスの予測分布を示す。図の中段より、もっとも $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率が大きくなるエネルギーはいくつかあるが、そのうち 600 MeV 付近は比較的幅が広いことがわかる。次にフラックス分布に着目すると、2.5 度のとき 600 MeV 付近に鋭いピークを作る分布となっている。したがって、SK では 600 MeV 付近の狭いエネルギー幅の ν_e が多く観測できる。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動を多く観測したい我々にとって最も都合の良い方法と言える。

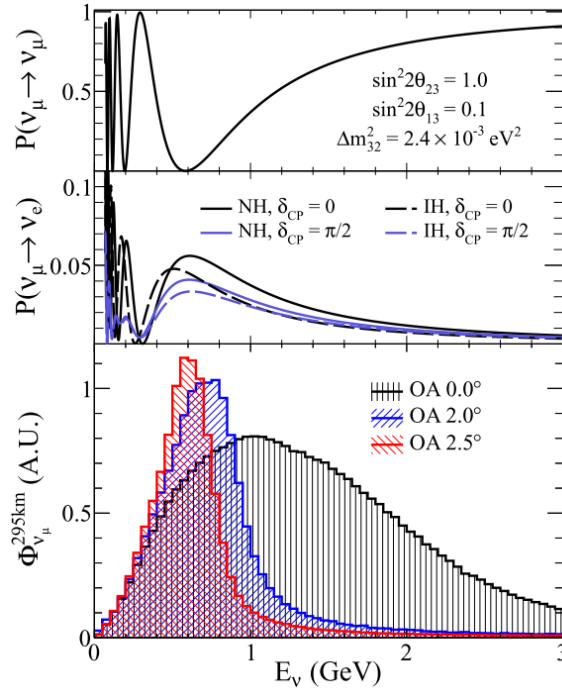


図 1.11 ニュートリノの振動確率（上段・中段）とフラックス分布（下段） [7]

1.4.2 前置検出器

T2K 実験の前置検出器（図 1.12）は、off-axis（ニュートリノビーム中心方向ではない方向）のニュートリノを観測する ND280 と、on-axis（ニュートリノビーム中心方向）のニュートリノを観測する INGRID の 2 種類の検出器からなる。図 1.10 が示すように、この 2 つの検出器はニュートリノ生成地点から 280 m 先にある。

on-axis 検出器である INGRID はニュートリノビームの方向、形、イベントレートが確認できる。MUMON と似た用途ではあるが、INGRID ではニュートリノ自体を測定している。MUMON で観測できるミューオンは前述の通り、ビームダンプを通過した高いエネルギーのものだけであり、一部のニュートリノに対してのみ感度がある。一方で INGRID は反応率の低いニュートリノを観測するため、ある程度イベント数を蓄積する必要があるが、すべてのエネルギーのニュートリノを観測することができる。これら 2 種類の on-axis 検出器は相補的な役割をなしているといえる。INGRID は 10 cm 以下（0.4 mrad に相当）の精度でビーム位置を特定できる。図 1.13 左のように、INGRID は 16 個のモジュール（図中では黒い四角形で示されている）からなり、14 個のモジュールが十字形に配置されている。十字の中心には 2 つのモジュールが配置されており（画像の奥側にもう一つモジュールが置かれている）、この中心がニュートリノビーム中心となるように配置されている。1 つのモジュールは 11 層のシンチレーショントラッカーと 9 層の鉄板からなる。

off-axis 検出器である ND280 はニュートリノのフレーバー（ ν_e か ν_μ か）やエネルギーなどを測

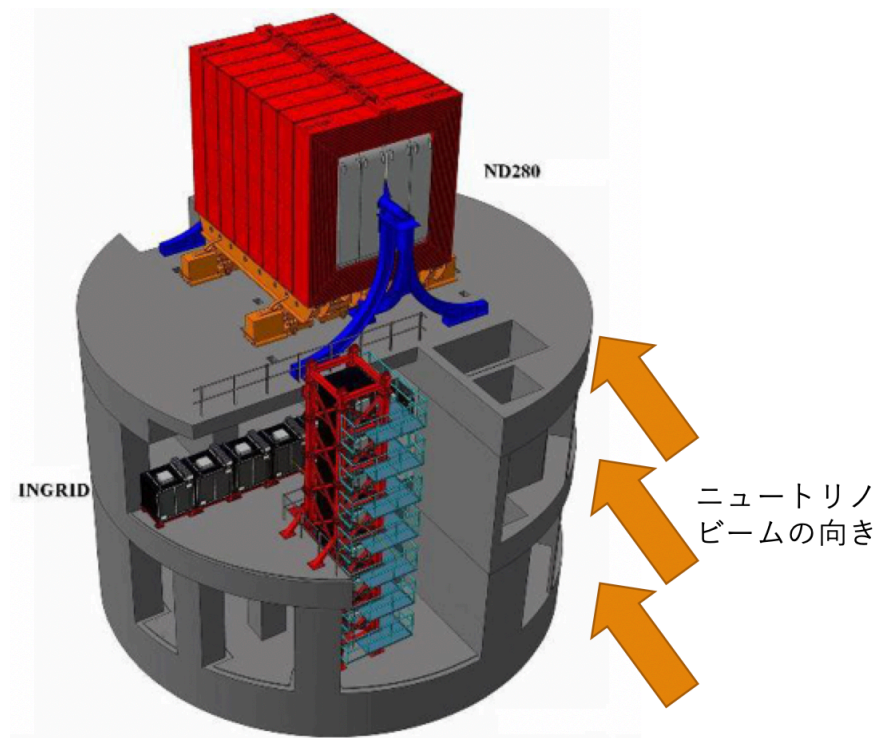


図 1.12 前置検出器

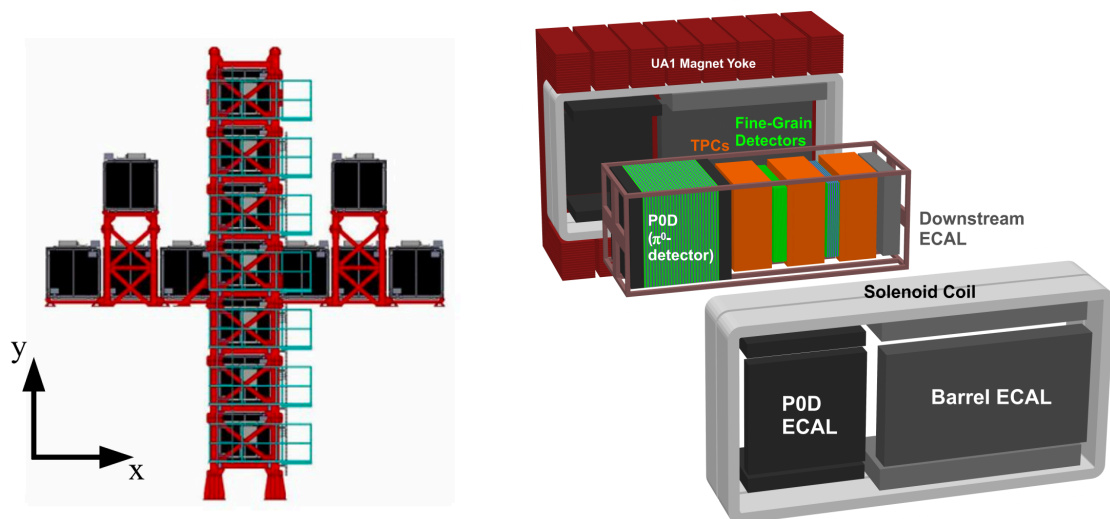


図 1.13 INGRID (左) と ND280 (右)

定することができ、後置検出器である SK とともに、ニュートリノ振動解析のために重要な検出器である。ND280 は SK と同じ方向に設置され、ニュートリノのフラックスや反応断面積のモデルに制限をかけることができる。図 1.13 右のように、ND280 は磁石の中にいくつかの検出器が配置され、0.2 T の磁場が印加されている。

π^0 検出器 (Pi-zero detector; PØD) はその名前の通り π^0 の検出に特化している。1.2 項で述べたとおり、NC1 π 反応から出る π^0 によって、NC1 π イベントのいくつかは ν_e CCQE 反応と誤認識される。PØD において CCQE と NC1 π の割合を調べることで、実際の CCQE イベント数を見積もることが可能となる。

Fine Grained Detector (FGD) はシンチレーショントラッカーであり、ニュートリノのターゲットとしての役割と、飛跡検出器としての役割をなす。図 1.14 のように、細長いシンチレータをビームに対して垂直方向に、かつ XY 方向にそれぞれ 192 本配置したものを「XY Plane」と呼び、これを何層か重ねたものが FGD である。1 層の Plane ではトラックの位置が 2 次的にしかわからないが、トラックが 2 層以上の Plane を突き抜ければその経路を 3 次的に把握することが可能となる。シンチレータの長さは 1864 mm、幅は 9.61 mm であるが、コーティング層を除いた幅は 9.1 mm となっているため、 $9.1 \times 9.1 \text{ mm}^2$ の精度でビームの位置を検出できる。シンチレータには長さ方向に直径 1.8 mm の穴が空けられており、そこに波長変換ファイバーを通すことによって光を読み出している。上流側の FGD1 は 15 層、下流側の FGD2 は 7 層の Plane からなる。FGD2 は Plane が少ない代わりに水ターゲットが入っており、シンチレータ・水とニュートリノの反応断面積を比較できるようになっている。

3 つの Time Projection Chamber (TPC) と 2 つの FGD は図 1.13 右のようにサンドイッチ状に配置され、PØD や FGD でニュートリノと反応して放出された粒子を、FGD と TPC で検出する。

なお、ニュートリノビームの向きは図 1.13 左においては手前から奥、図 1.13 右においては PØD から Downstream ECAL に向かう方向である。

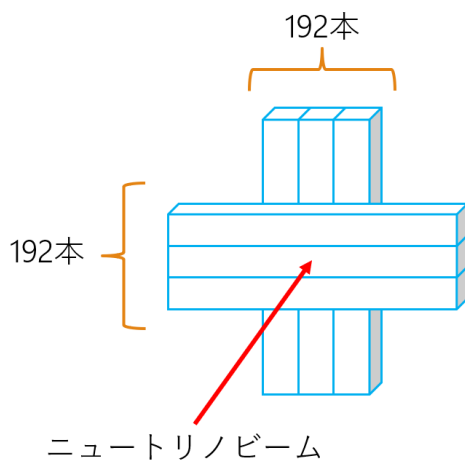


図 1.14 FGD の XY Plane の概要図

1.4.3 後置検出器 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (SK) は ND280 と同様にニュートリノのフレーバーやエネルギーを測定することができる。しかし検出原理は大きく異なる。図 1.15 に SK の構造を、図 1.16 にイベントディスプレイの例を示す。SK は直径 39.3 m、高さ 41.4 m の水槽に 50 キロトンの純水が満たされ、ニュートリノと水が反応してできた粒子から放出されるチェレンコフ光を壁面の光検出器 (光電子増倍管) で捉えている。このチェレンコフリングの光量や形によってニュートリノの飛来方向、エネルギー、フレーバーがわかる。この構造から、ND280 とは異なりどの方向に進む粒子も捉えることができる。

水槽全体のサイズは前述の通り直径 39.3 m、高さ 41.4 m であるが、その内側に直径 33.8 m、高さ 36.2 m の水槽がある。このような 2 重構造となっている目的は、宇宙線イベントを排除するためである。反応率の低いニュートリノは薄い外側水槽 (直径差 5.5 m なので、厚さは 2.25 m) ではほぼ反応しないのに対し、宇宙線は外側水槽でも内側水槽でも反応を起こす。この性質を使うことにより T2K 実験にとっては不要な宇宙線イベントを排除することができる。

チェレンコフリングは、電子ニュートリノに対しては放出される電子が電磁シャワーを起こすために太くなるのに対し、ミューニュートリノに対しては電磁シャワーが起これないため細くなる。図 1.16 の左はリングが細いためミューニュートリノ、右はリングの上側が太くなっているため電子ニュートリノと思われる。

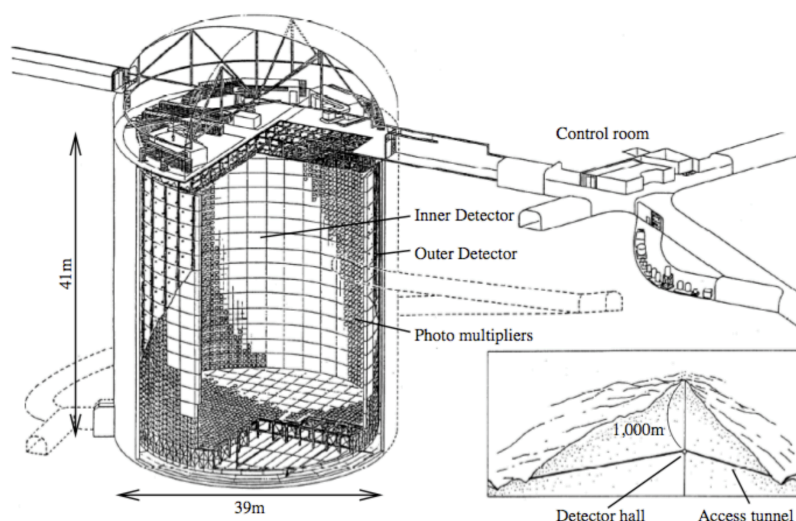


図 1.15 スーパーカミオカンデの構造

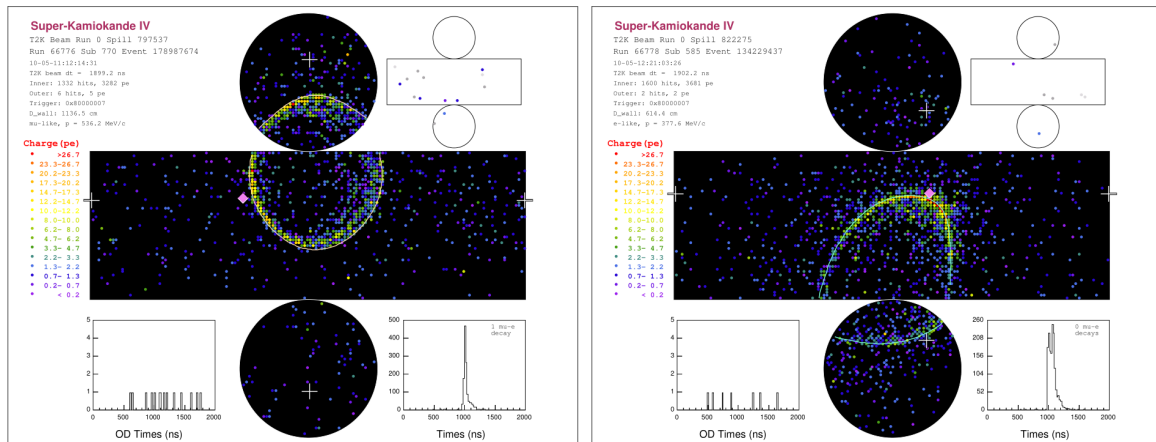


図 1.16 SK のイベントディスプレイの例

1.4.4 前置検出器の問題点

図 1.17 に、ニュートリノと反応して放出されたレプトンの再構成された運動量の大きさと角度の分布 (p - θ 分布) を示す。図の左側は ND280 でミューオンを検出したデータ、右側は SK で電子を検出したデータを表している。前述のように SK はどの方向に進むトラックも捉えることができるため、SK での p - θ 分布はほとんど真の分布であると言える。SK と ND280 の p - θ 分布を比較したとき、ND280 では明らかに 90 度以上の大きい角度で検出効率が落ちていることがわかる。

前述のとおり、ND280 では FGD と TPC の両輪で粒子のトラッキングを担っている。そのため、FGD と TPC どちらも通るような小角度のトラックに対しては高い位置分解能が保てるが、FGD しか通らないような大角度 (90 度付近) のトラックに対しては著しく分解能や検出効率が落ちてしまう。図 1.17 の左側の分布において 90 度付近のイベント数が少ないのはそのためである。

また、90 度より大きい角度でもイベント数が少ないことがわかる。ND280 では、前方に進むトラックと後方に進むトラックの判別は、2 つ以上の高密度検出器^{*1}を通ったときの時間差を計算することにより行なっている。しかし後方に進むような低運動量のトラックは飛程が短く、2 つ以上の高密度検出器を通る確率が低くなる。そのため、90 度以上の角度のトラックに対しても検出効率が悪くなる。

^{*1} ここでは FGD や POD などの固体または液体標的を持つ検出器のことを指している。したがって TPC は含まれない。

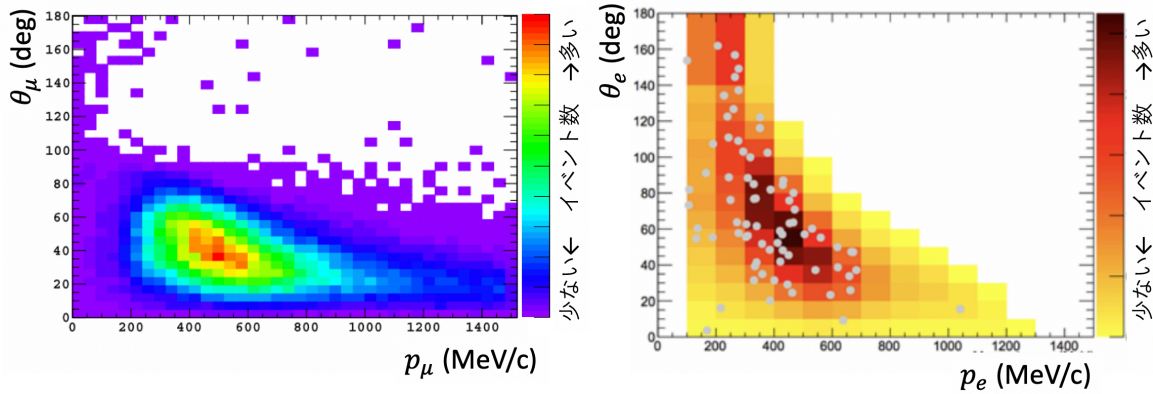


図 1.17 ND280 (左) と SK (右) での p - θ 分布の比較

1.5 T2K-II

T2K 実験では 2010 年の実験開始から 2018 年 5 月までに 3.16×10^{21} POT^{*2}を達成した。これは目標である 7.8×10^{21} POT のおよそ 40% の水準である。

さらに高い目標として、 20×10^{21} POT のデータを取得し、 3σ の信頼性で CP 対称性の破れを示す計画（通称 T2K-II）が提案されている [8]。T2K-II では図 1.18 のように 2026 年度までの目標達成を目指している^{*3}。現在の T2K のセットアップでは、SK でのイベント数予測における系統誤差は、ニュートリノに対しては 5.5%、反ニュートリノに対しては 6.5% である [6] が、この目標を達成するためには系統誤差を 4% 以下まで削減することが必要とされている。T2K-II では、統計量増加と系統誤差削減のために以下のような改良が計画されている。

- 陽子ビーム強度を（最終的に）1.3 MW まで強化
- ニュートリノ、反ニュートリノを選別するための電磁ホーンを改良
- 前置検出器のアップグレード

前述のように、現在の T2K の前置検出器は大角度のトラックに対して検出効率が悪化してしまう欠点があり、それが系統誤差悪化の大きな要因となっている。T2K-II ではこの欠点を解消するため、前置検出器 ND280 のアップグレードが提案されている。図 1.19 にアップグレード検出器の完成予想図を示す。計画では PØD を取り除き、新たにシンチレーショントラッカー、TPC、ToF 検出器を導入する。シンチレーショントラッカーは SuperFGD、TPC は High Angle TPC (HA-TPC) という名称である。SuperFGD の上下に HA-TPC を配置し、さらにそれらを 6 枚の ToF プレートで囲った構造となっている（ToF は図には表示されていない）。このような配置にす

^{*2} Protons On Target の略。加速器ニュートリノ実験ではどれほどの数のニュートリノを射出したかを示すのに、ニュートリノ生成用標的に陽子が当たった回数で表す。これはニュートリノ数に比例する。

^{*3} 1 年につき 5 ヶ月間、90% の効率（すなわちビームが出ている時間が積算で 5 ヶ月 \times 0.9 = 約 135 日）で実験することが前提の目標である。

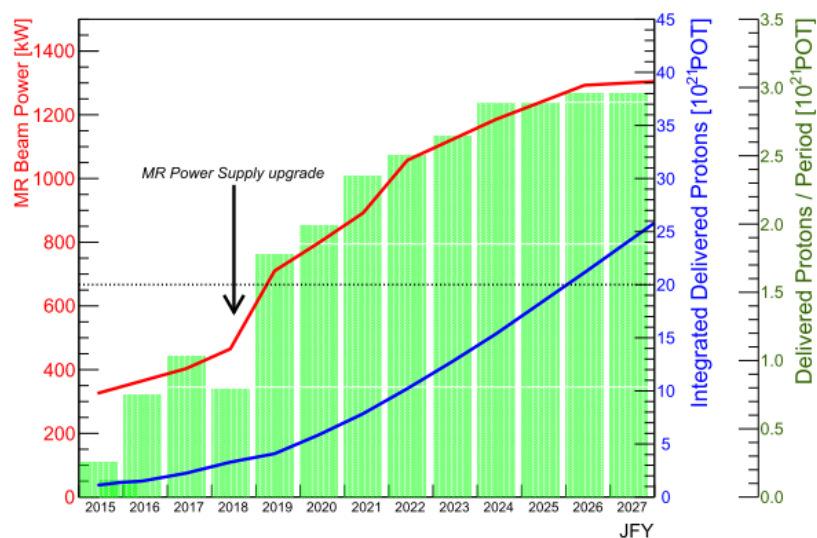


図 1.18 MR のビーム強度と POT の予測

ることで、現在の前置検出器ではできない大角度トラックの観測が可能となる。

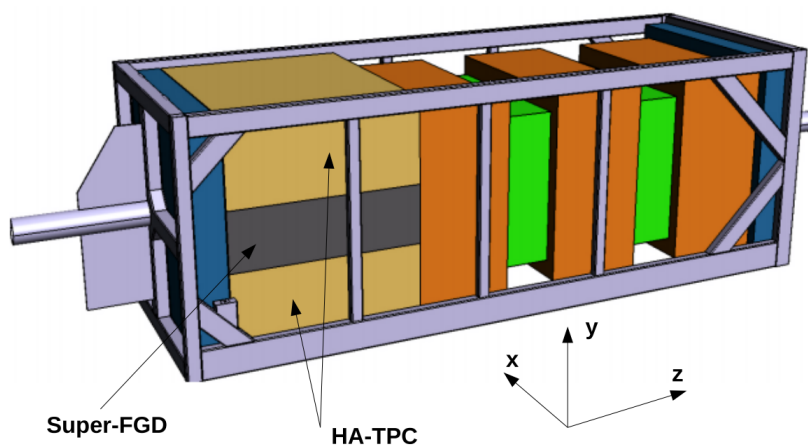


図 1.19 ND280 アップグレード検出器の 3DCG

1.6 本研究の目的

SuperFGD は 1 cm 立方のシンチレータキューブおよそ 200 万個からなるシンチレーショントラッカーである（構造の詳細は第 2 章参照）。隣接キューブへの光漏れ（クロストーク）を防ぐためにそれぞれのキューブが光反射層で覆われているものの、一部の光が漏れて測定精度の悪化を招くことが懸念される。本研究では、クロストークの効果をビーム試験、シミュレーションの両面から評価し、測定精度改善のための材料を提供することを目指す。

第 2 章

SuperFGD

2.1 検出器の概要

Super Fine Grained Detector (SuperFGD) は、T2K 実験の前置検出器アップグレード計画における新しいシンチレーショントラッカーである。図 2.1 に SuperFGD の全体およびシンチレータ単体の図を示す。1 cm 立方のシンチレータキューブを横に 192 個、高さ方向に 56 個、ビーム方向に 184 個（合計 1978368 個）並べた構造となっている。図 2.1 のように、それぞれのキューブには円筒形の穴が 3 つ互いに直角になるように開けられ、穴には波長変換ファイバーが通される。ファイバーの長さの合計は、キューブを通る部分だけでおよそ 59.3 km となる。最終的に、波長変換ファイバーの一方の端に取り付けられた MPPC (Multi Pixel Photon Counter) で光を読み出す。光読み出し用 MPPC の個数は 56384 個となる。3 方向読み出しとすることで、FGD とは異なりトラック位置を 3 次的に得ることができる。

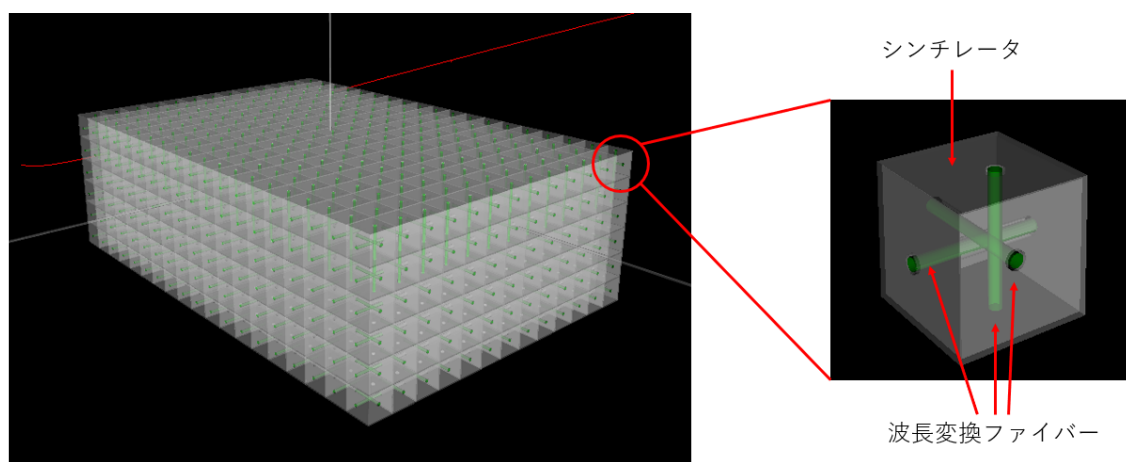


図 2.1 SuperFGD の全体（左）およびシンチレータ単体（右）の 3DCG

SuperFGD は FGD 同様、ニュートリノターゲットとしての役割と、飛跡検出器としての役割を持つ。また、以下のような特徴を持つ。

- ニュートリノ反応が多く起こるようにするため、FGD 並みの大質量である
- 大角度に散乱された粒子を捉えられるようにするため、どの方向のトラックでも観測できる
- 低運動量ハドロンを観測するため、短い飛距離のトラックも観測できる

2.2 各構成要素の詳細

2.2.1 シンチレータキューブ

SuperFGD 用シンチレータキューブはロシアの UNIPLAST 社で製造される。キューブの主原料はポリスチレンであり、1 次発光剤として 1.5% のパラテルフェニル (para-terphenyl; PTP)、2 次発光剤として 0.01% の POPOP が配合されている。POPOP の発光波長領域はおよそ 380 から 430 nm である*1。隣接キューブに光が漏れないようにするため、キューブはケミカルエッチングにより形成された白色の反射層に覆われている (図 2.2)。反射層の厚さはおよそ 90 から 120 μm である。ファイバー穴の直径は 1.5 mm で、穴の中心は図 2.3 のように、キューブ端から 3 mm の位置にある。

FGD 用シンチレータは押し出し成形で成形されていたが、SuperFGD 用シンチレータは射出成形で成形される。射出成形は押し出し成形に比べ、成形後サイズの再現性が高い方法である。図 2.4 に、反射層を形成したあとのキューブサイズ分布を示す。平均は 10.23 mm、標準偏差は 25 μm である。



図 2.2 シンチレータキューブの外観

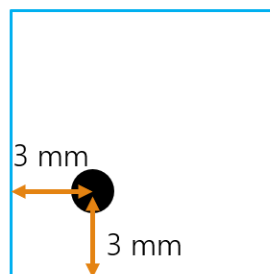


図 2.3 ファイバー穴の位置

2.2.2 波長変換ファイバー

SuperFGD で用いられる波長変換ファイバーは従来の ND280 で用いられてきたものと同じ、クラレ社製の Y-11 (Round, Multi cladding type) [10] である。表 2.1 に Y-11 の性能を示す。吸収波長のピークである 430 nm はシンチレータの発光波長に対応している*2。

*1 PTP および POPOP の吸収、発光波長の詳細は文献 [9] を参照。

*2 Y-11 の吸収、発光波長の詳細はクラレ社が提供しているデータシート [10] を参照。

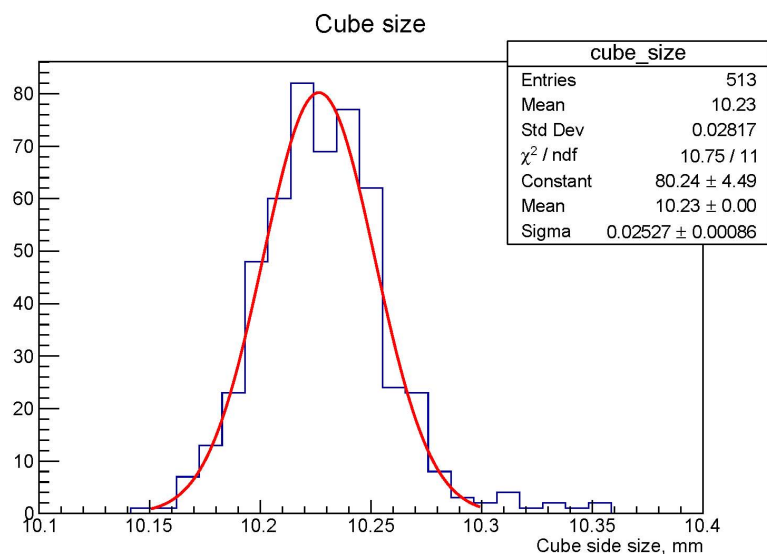


図 2.4 反射層形成後のキューブサイズ分布

表 2.1 Y-11 の性能

項目	数値
直径	1.0 mm
構成物質	コア：ポリスチレン 内側のクラッド：ポリメタクリル酸メチル樹脂（PMMA） 外側のクラッド：フッ化ポリマー
屈折率	コア：1.59, 内側のクラッド：1.49, 外側のクラッド：1.42
密度 (g/cm ²)	コア：1.05, 内側のクラッド：1.19, 外側のクラッド：1.43
吸収波長のピーク	430 nm
発光波長のピーク	476 nm
トラップ効率	～ 5.4%
減衰長	> 3.5 m

2.2.3 MPPC (Multi Pixel Photon Counter)

T2K では、従来の ND280 から光検出器として MPPC が使われてきた。これは以下のような理由による。

- 数光子レベルの微弱な信号でも光子数が測定できる
- 0.2 T の磁場中でも動作する

- 狭い空間内で多数のチャンネルが必要である*3

SuperFGD では、浜松ホトニクス社製の MPPC である S13360-1325PE を使用する．表 2.2 にこの MPPC の性能を示す．受光面サイズは $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ で、波長変換ファイバーの直径 1 mm を覆うのに十分である．また、FGD で用いられていた MPPC と比較して、ピクセルピッチは小さく、ピクセル数は多い*4．これはより大きなダイナミックレンジを確保するためである．

表 2.2 S13360-1325PE の性能

項目	数値
有効受光面サイズ	$1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$
ピクセルピッチ	$25 \text{ }\mu\text{m}$
ピクセル数	2668
開口率	47%
実装タイプ	表面実装
ブレークダウン電圧 V_{BR}	$53 \pm 5 \text{ V}$
吸収波長のピーク	450 nm
光子検出効率 (PDE)	25% (450 nm)
増幅率	7.0×10^5
ダークカウント	70 kHz (typ.)
クロストーク確率	1%

2.2.4 読み出し回路

開発期間が比較的に短いため、SuperFGD で使用する読み出し回路は一から開発するのではなく、他の実験で使われるものを改良して使う方針となっている．ベースとなるのは Baby MIND *5 で用いられている CITIROC (Cherenkov Imaging Telescope Integrated Read Out Chip) と呼ばれる ASIC である [11]．CITIROC の内部回路の概要を図 2.5 に示す．多数の MPPC を同時に扱うことができ、1 チャンネルごとに増幅器、波形整形器、ADCなどを備えている．SuperFGD のための CITIROC 用フロントエンド回路は現在開発中である．

*3 シンチレータキューブの配列は $192 \times 56 \times 184 \text{ cm}^3$ である一方、SuperFGD を収めるための空間は $232 \times 64 \times 209 \text{ cm}^3$ と特に高さ方向に余裕がない．

*4 FGD で用いられている MPPC の型式は S10362-13-050C で、ピクセルピッチは $50 \text{ }\mu\text{m}$ 、ピクセル数は 667 である．有効受光面サイズは S13360-1325PE と同じ $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ である．

*5 水とプラスチックに対するニュートリノ反応断面積の違いを測定する「WAGASCI 実験」という T2K 関連実験で用いられる検出器の一つ．前置検出器である ND280 の主な標的はプラスチックである一方、後置検出器である SK の標的は水であるため、反応断面積がそれぞれの検出器で異なり、前置・後置検出器でのニュートリノフラックスの予測精度が悪くなってしまう．WAGASCI 実験で反応断面積の違いを精密に測定することによって、T2K でのニュートリノフラックスの予測精度を向上させることを目指している．

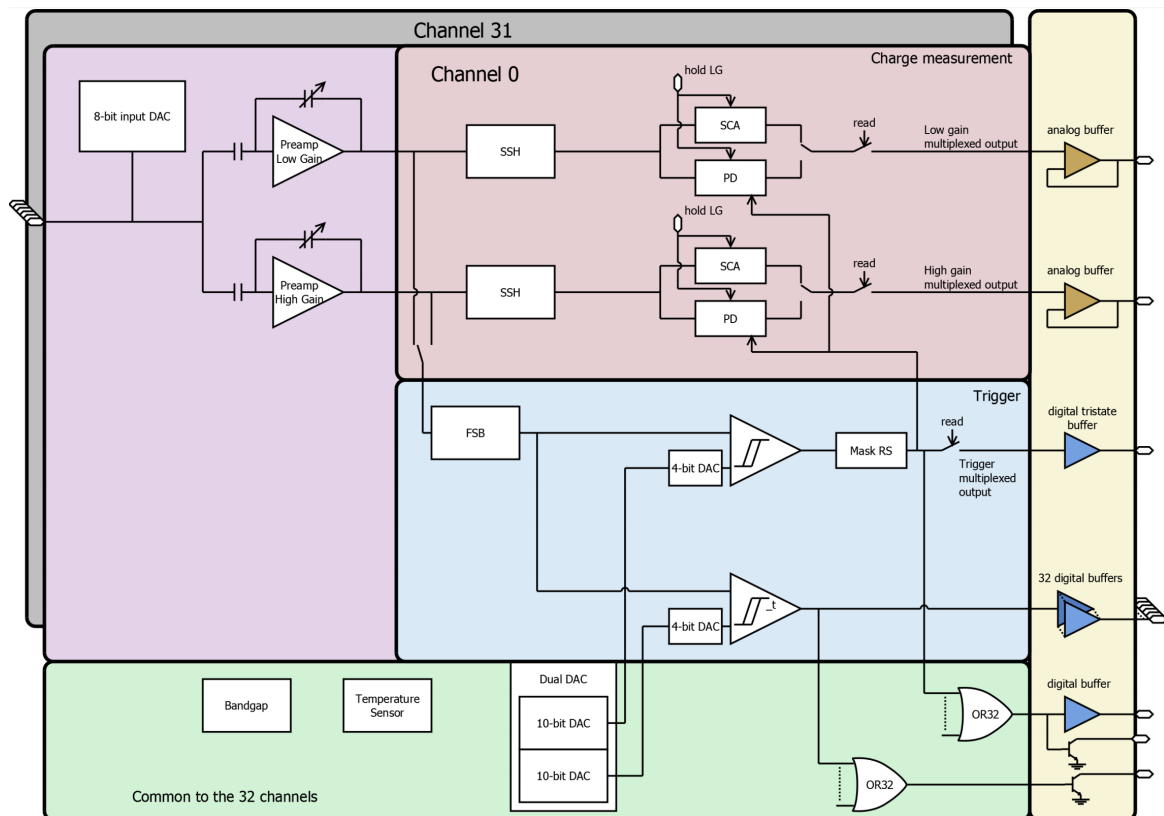


図 2.5 CITIROC の内部回路

2.2.5 光学インターフェース

ここで述べる光学インターフェースとは、MPPC と波長変換ファイバーを接続する部分のことを指す。光学インターフェースの断面図を図 2.6 に示す。シンチレータキューブの配列は AIREX フォーム^{*6}とカーボンファイバーから作られた板で囲われる。波長変換ファイバーの先端部分は図 2.7 のようなコネクタが装着され、図 2.8 のようなプラスチック板によって等間隔に固定される。このプラスチック板がカーボンファイバーと AIREX から作られた板に接着される。ファイバー先端と MPPC はオプティカルセメント EJ-500 で接着される。MPPC は図 2.9 のような専用の基板 (MPPC-PCB) にはんだ付けされる。図 2.8 および図 2.9 はプロトタイプのため MPPC25 チャンネル分しかないが、量産タイプでは図 2.10 のように、1 枚の基板あたり縦横にそれぞれ 8 個、計 64 個の MPPC がはんだ付けされる。

^{*6} スイスの 3A Composites Airex 社が開発した高強度の独立発泡コア材。軽量で衝撃吸収性能が高いことから飛行機や船舶のボディに使われる。

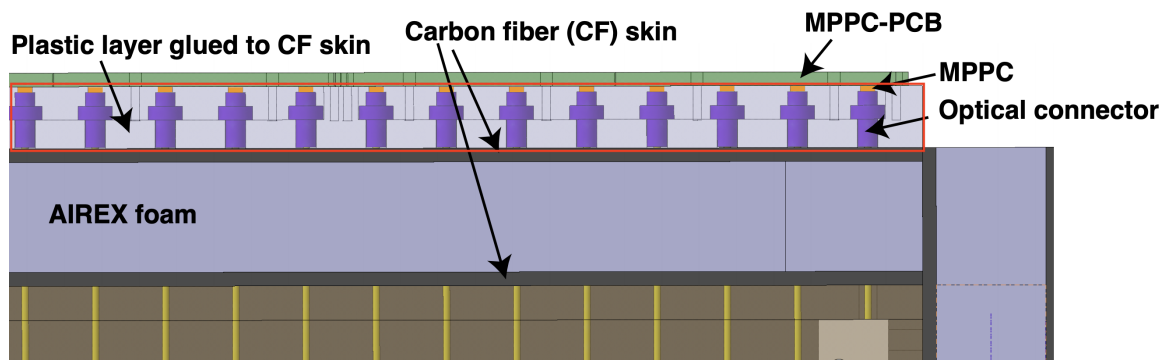


図 2.6 光学インターフェースの断面図

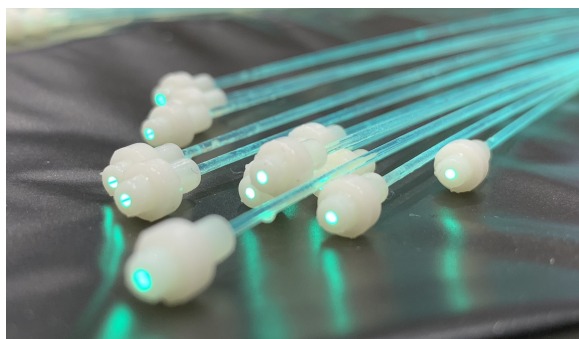


図 2.7 ファイバーコネクタ

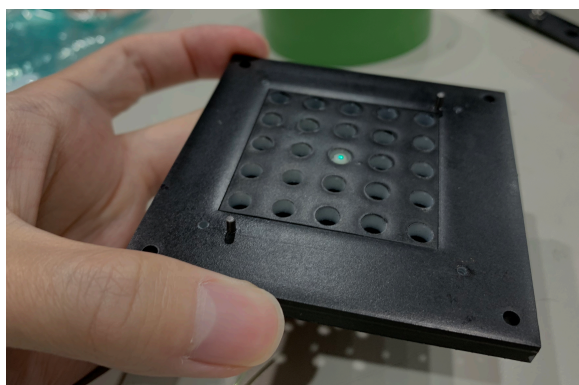


図 2.8 ファイバーコネクタ固定用プラスチック板のプロトタイプ

2.3 キューブ組立方法

シンチレータキューブはおよそ 1 cm のサイズで成形されるが、実際にはその大きさに誤差がある。このことから組み立てに際しては以下のような懸念がある。

1 つ目は隣接キューブの穴の位置がある程度ずれて波長変換ファイバーが通らない可能性であ

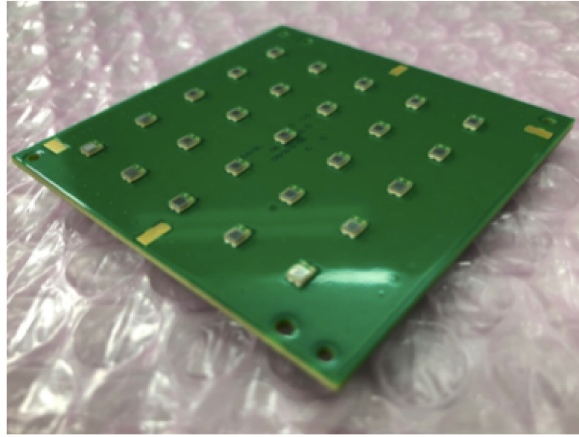


図 2.9 MPPC-PCB のプロトタイプ

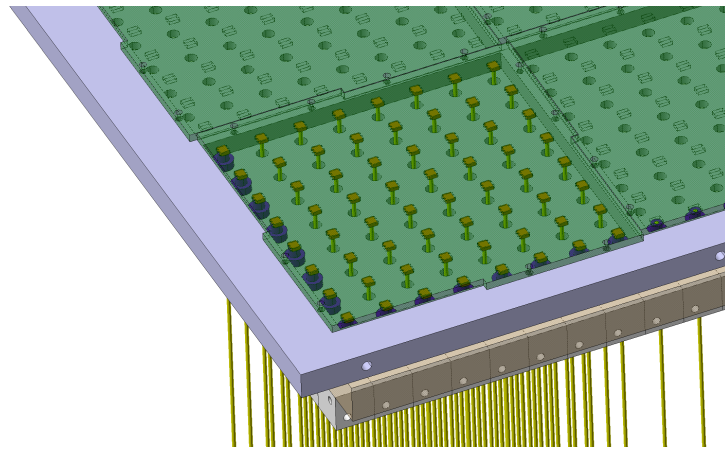


図 2.10 MPPC-PCB の量産タイプ

る．ファイバー穴の直径が 1.5 mm，ファイバーの直径が 1 mm なので，隣接キューブの穴の位置が 0.25 mm 以上ずれるとファイバーが通らなくなってしまう．

2 つ目は波長変換ファイバーと MPPC の位置が合わない可能性である．1 つ 1 つのキューブの大きさの誤差が微小であったとしても，それを最大 192 個直列に並べると累積された誤差は大きくなり，ファイバー穴と MPPC の位置が大きくずれてしまうことが考えられる．

以上のような懸念点を克服するために 2 つの組立方法が考案されている．

2.3.1 釣り糸を使う方法

組立方法の一つとして釣り糸を使う「Fishing line method」が考案されている．この方法ではまず直径 1.3 mm の釣り糸を 3 方向すべてのファイバーの穴に通しながら，キューブを完成形である $192 \times 56 \times 184$ 個並べ，最後に釣り糸を 1 本ずつ波長変換ファイバーに置き換える．この方法ならばキューブの位置ずれでファイバーが通らなくなることもない上，釣り糸を MPPC の位置で

固定するなどしておけば MPPC とファイバーの接合も問題なく行える．図 2.11 のように，9216 個のキューブを用いた fishing line method のデモンストレーションが行われ，問題なく組み立てられることが確認された．

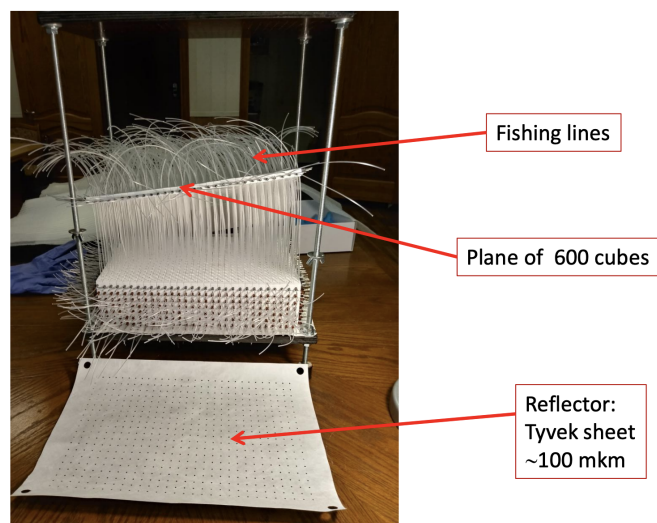


図 2.11 Fishing line method のデモンストレーション

しかしこの方法にも懸念点が存在する．釣り糸を波長変換ファイバーに置き換えたあとにキューブをその位置に保持するのは，ファイバーの張力とキューブを収める箱の抗力のみによる．キューブサイズの誤差や地震などでキューブ位置がずれることによってファイバー断面方向に力がかかると，ファイバーが破断してしまう可能性がある．

2.3.2 超音波溶着する方法

そのような懸念を克服するもう一つの組立方法として超音波溶着を行う「Ultrasonic welding method」が現在研究されている．この方法の要点は，キューブを等間隔に並べ，あらかじめ薄いシート状の物質に固定してしまい，ファイバーの張力に頼ることなくキューブの位置を固定する点である．図 2.12 に ultrasonic welding method の組立方法を示す．

1. ジグを用いてキューブを正確に等間隔に並べる．
2. ポリスチレンシート（厚さ数百マイクロメートル）を配置する．
3. シートを超音波溶着機によってキューブに固定する．この際，ファイバー穴やキューブ端の部分避けて溶着する．

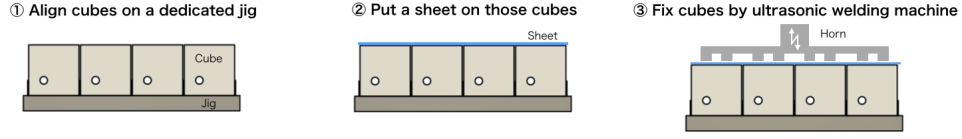


図 2.12 Ultrasonic welding method の概要

2.4 期待される性能

図 2.13 に、アップグレードされた ND280 における ν_μ CCQE イベントの検出効率のシミュレーション結果を示す。横軸はニュートリノと反応して放出されるミューオンの真の角度である。この図では、ミューオン候補トラックが TPC 内を 20 cm 以上飛行することを要求している。

図から明らかに、90 度方向のトラックの検出効率が向上していることがわかる。また、FGD1 および FGD2 から後方に散乱される ($\cos \theta < 0$ である) トラックについても、新しい ToF 検出器の影響で検出効率が向上している。一方で、TPC 内を 20 cm 以上飛行するという条件から、SuperFGD 内で発生し後方に散乱されたトラックについては効率が低い。

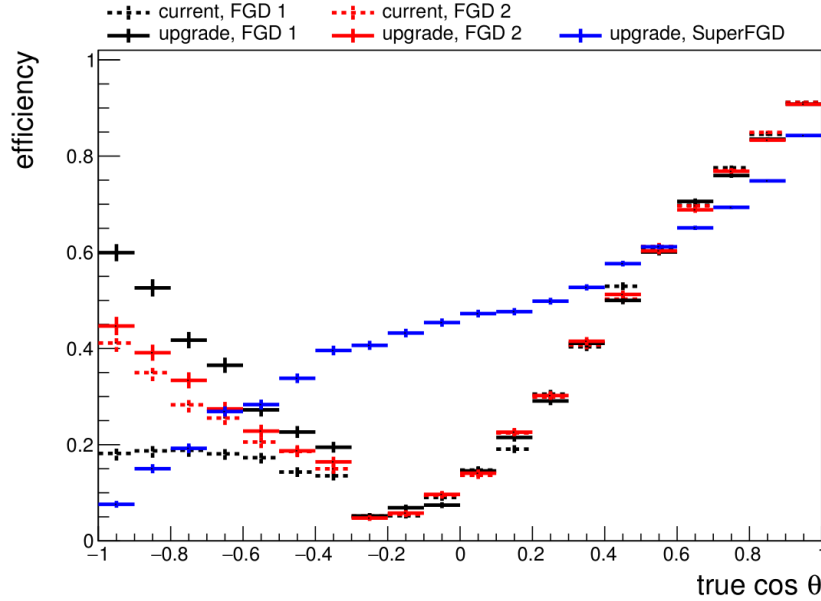


図 2.13 ν_μ CCQE イベントの検出効率。破線は従来の ND280、実線はアップグレードされた ND280 のセットアップを使用していることを表す。また線の色はどの検出器でニュートリノ反応が起こったかを示している。例えば、「upgrade, FGD1」はアップグレードされた ND280 のセットアップを用い、FGD1 でニュートリノ反応が起きたイベントだけを集めた検出効率の分布であることを表す。

第 3 章

SuperFGD 用のビーム試験による性能評価

3.1 ビーム試験の概要

このビーム試験は東北大学の電子光物理学研究センター（research center for ELectron PHoton science; ELPH）で実施された．図 3.1 のように 9 つのシンチレータキューブを配置し，中央のキューブに陽電子ビームを当てることによって上下左右と斜め方向へのクロストークの大きさを観測した．また，ビーム入射位置ごとにクロストークの効果を検証するため，キューブへのビーム入射位置を特定できるようなセットアップを構成した．セットアップの詳細については次の 3.2 項で述べる．

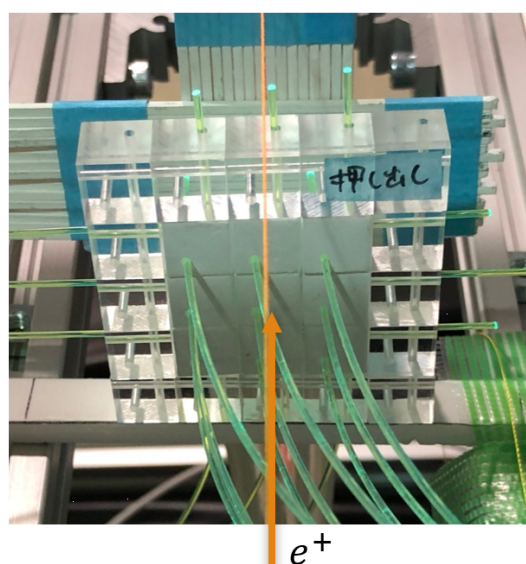


図 3.1 ビーム試験におけるキューブの配置．9 つの白いシンチレータキューブの周りにある透明のキューブは固定用のジグであり，シンチレータではない．

3.2 実験装置のセットアップ

3.2.1 ビームライン

施設の概要を図 3.2 に示す．本研究では GeV ガンマ照射室を使用した．ここで使用するガンマ線は 2 つの加速器から生成される．まず電子を入射線形加速器において 100 MeV まで加速し，電子円形加速器 1.3 GeV ブースター・ストレージリング (BST リング) において最大 1.3 GeV まで加速する．そして，周回する電子を炭素ファイバーラジエータに当てることによって制動放射を起こさせ，ガンマ線を発生させる．ガンマ線を図 3.3 のタングステン標的に照射して電子と陽電子を発生させ，電磁石によって特定の運動量の陽電子のみを選別した．表 3.1 に陽電子ビームのパラメータを示す．ビームの運動量は電磁石によって調節可能であるが，今回は最もイベントレートが高かった 500 MeV に設定した．

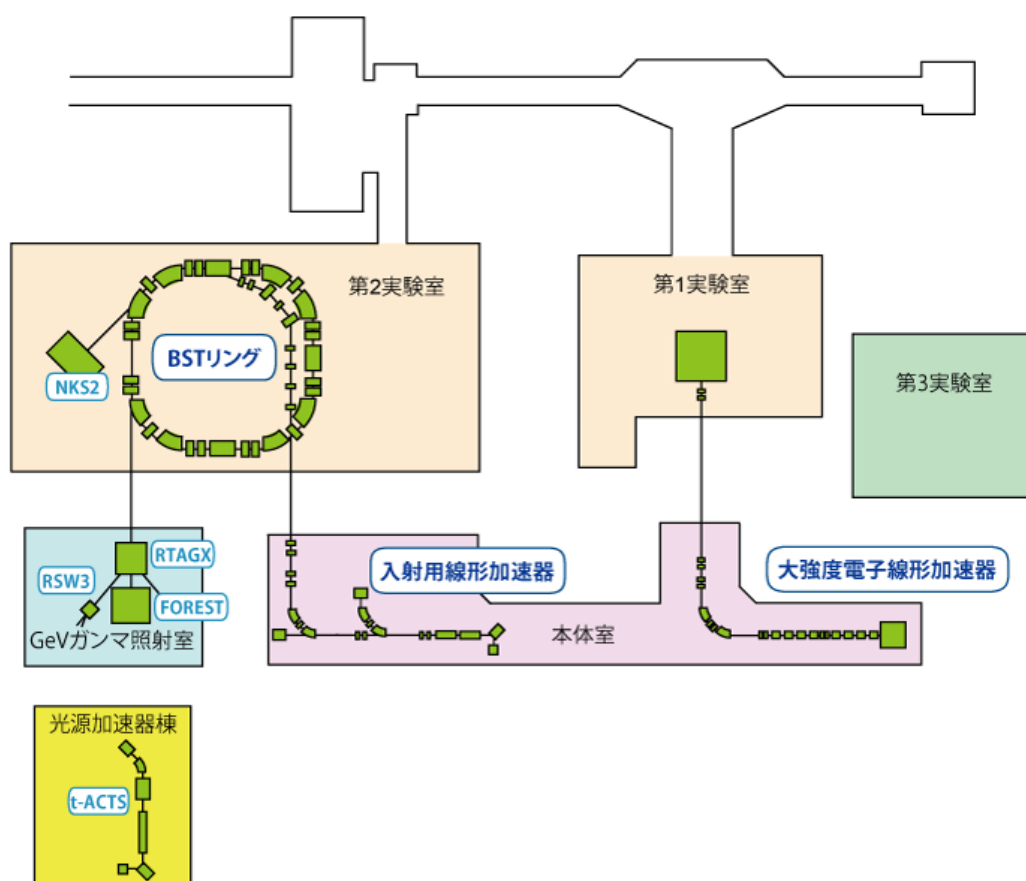


図 3.2 ELPH の施設概要 [12]

表 3.1 陽電子ビームのパラメータ

運動量	～ 500 MeV
レート	～ 2.7 kHz
ビームの広がり（標準偏差）	$\sigma_x = \sigma_y \sim 7$ mm
Duty 比	35.7% または 62.5 %



図 3.3 タングステン標的

3.2.2 検出器・測定装置

測定装置の概要を図 3.4 に示す．実際のセットアップにおける暗箱の内部の写真を図 3.5 に示す．また，キューブの配置を図 3.1 および図 3.6 に示す．陽電子ビームの方向に対して縦横方向に 3 つずつキューブを配置し，SuperFGD と同じようにそれぞれのキューブに 3 方向から波長変換ファイバーを挿入した．キューブは SuperFGD のために製作された射出成形のプラスチックシンチレータを使用した．暗箱は 40 cm 立方のアルミフレームを暗幕で覆うことにより作成した．ホドスコープはビーム中心がホドスコープ中心となるように配置した（ホドスコープの詳細については次の 3.2.3 項を参照）．図 3.1 のとおり，9 つあるキューブのうち上から 2 つ目，左から 2 つ目に位置する中央のキューブに対して，ビーム中心がキューブ中心となるように配置した．これらの位置の調整は，GeV ガンマ照射室に設置されたレーザー水準器によって行なった．セットアップの写真に赤い光線が見えるのはそのためである．シンチレーション光は波長変換ファイバーを經由

して MPPC によって電気信号に変換し、それを EASIROC^{*1}によって A/D 変換した。デジタルデータは Ethernet 経由でデータ取得用コンピュータに送信し、記録した。

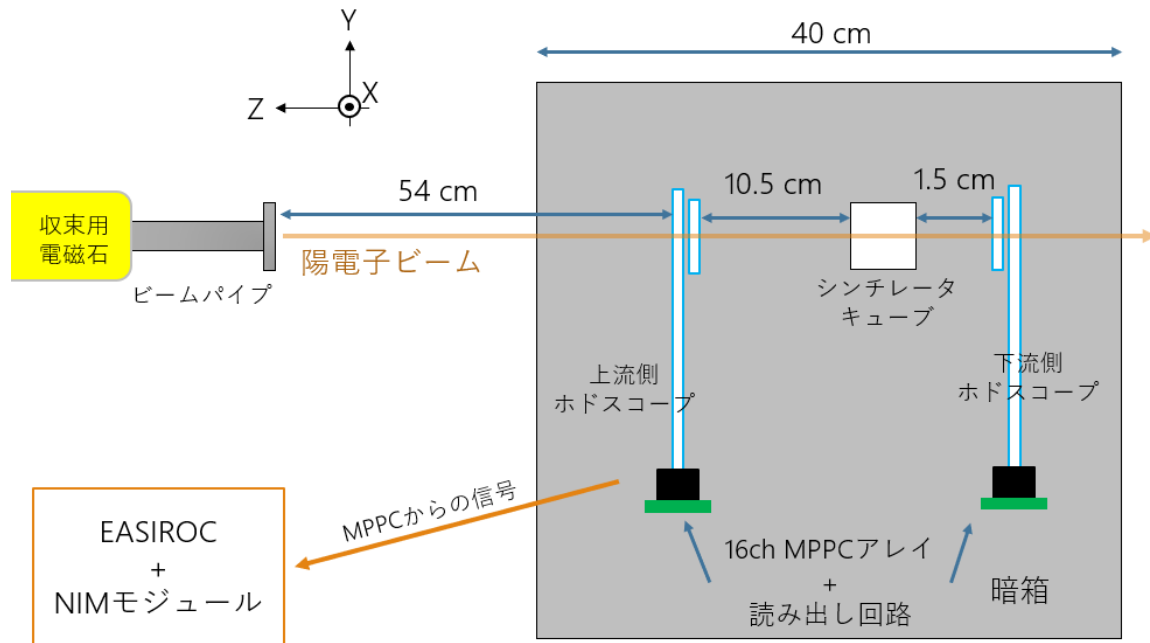


図 3.4 測定装置のセットアップ

以降この論文においては、図 3.4 のように座標を取る。すなわち、陽電子ビームが進む方向をマイナス Z 方向とし、ビーム上流側から見て右方向を X 方向とし、上方向を Y 方向とする。

波長変換ファイバーにはクラレ社製の Y-11 を使用した。ファイバーからの光読み出しは片方の端からのみとし、その端面は FiberFin[13] と呼ばれるダイヤモンド研磨機で研磨した上、オプティカルセメント (EJ-500) で接着した。今回、MPPC が無い方の端は特に反射材を塗布するなどの処理を行わなかった。ファイバーの長さの平均は X, Y, Z 方向でそれぞれ、およそ 29.3 cm, 31.2 cm, 27.5 cm であった。

3.2.3 ホドスコープ

ホドスコープは図 3.7 のような外観のビーム位置を特定するための装置であり、16 本のポリスチレン製シンチレーションファイバーを X 方向および Y 方向にそれぞれ配置することで 2 次元的にビーム位置を特定できる。これは 1.4.2 項で説明した FGD の XY Plane とほぼ同様の原理である。1 本のシンチレーションファイバーは長さ 20 cm、断面は縦横 1.5 mm の正方形で、その外側に光反射剤が塗布してある。反射剤の厚みはおよそ 0.1 mm である。光反射剤を含めたファイバー

^{*1} 最大 64 チャンネルの MPPC を同時に駆動できる NIM モジュール。1 チャンネルごとに MPPC 用電源、アンプ、TDC、ADC などの回路を搭載している。FPGA を搭載しており、ユーザ自身がチャンネルごとのアンプの増幅率やトリガ条件などを決めることができる。

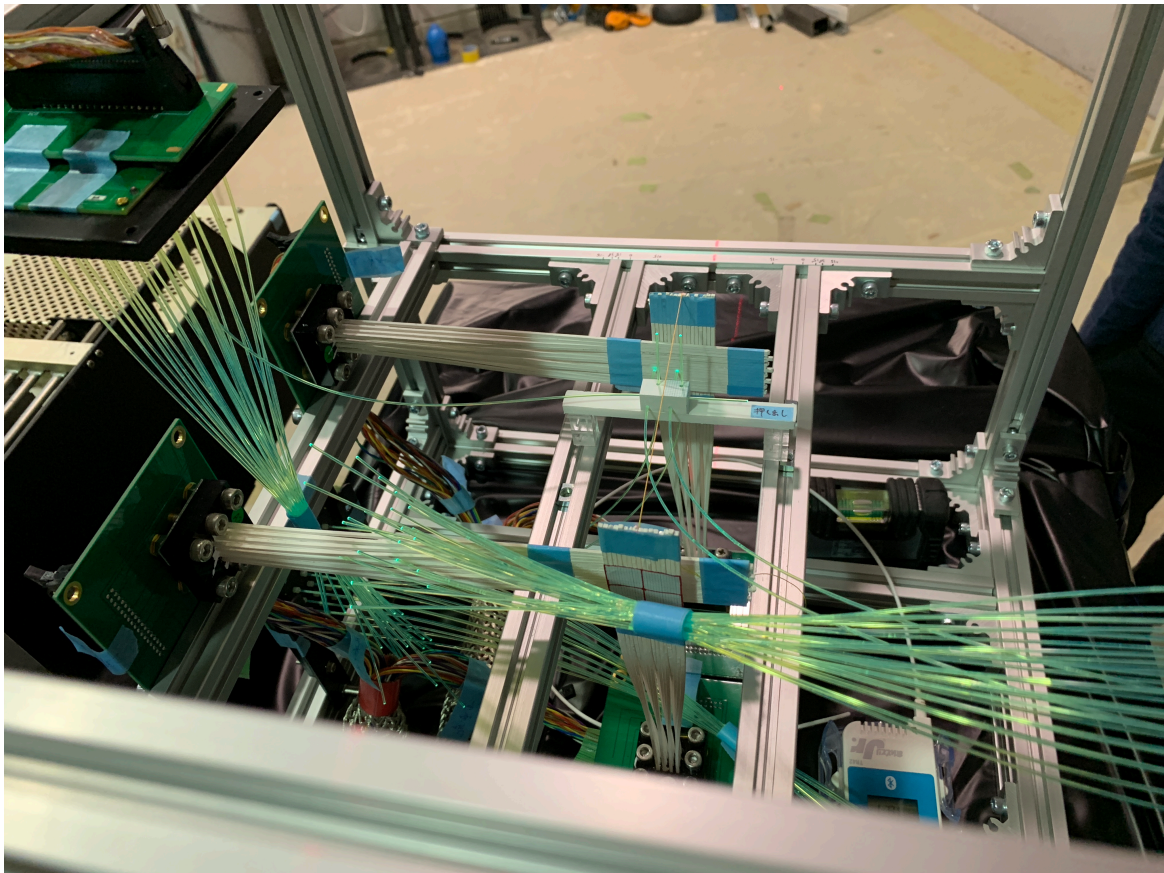


図 3.5 暗箱の内部

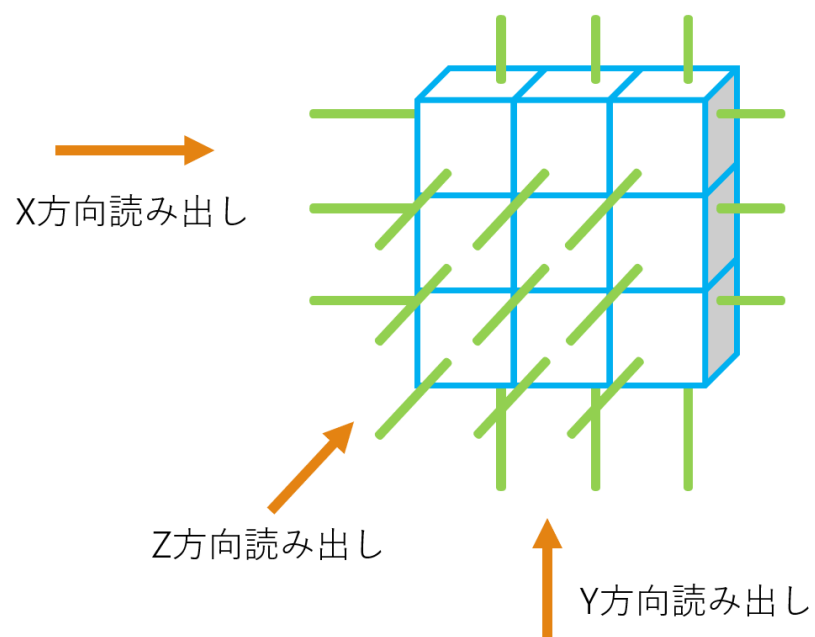


図 3.6 キューブ配置と波長変換ファイバーの概要

の幅は 1.7 mm なので、 $27 \times 27 \text{ mm}^2$ の範囲で、 $1.7 \times 1.7 \text{ mm}^2$ の精度をもってビーム位置を特定できる（もちろんこの範囲内でも光反射剤は不感領域となる）。この $1.7 \times 1.7 \text{ mm}^2$ の領域を以降の説明では「セル」と呼ぶ。ファイバーからの光読み出しは、片方の端を 16 チャンネルアレイ MPPC に取り付けることによって行なった。

このセットアップでは、図 3.4 のようにシンチレータキューブの上流側と下流側にホドスコープを配置した。下流側はキューブから 1.5 cm の位置に、上流側は 10.5 cm の位置に配置した。

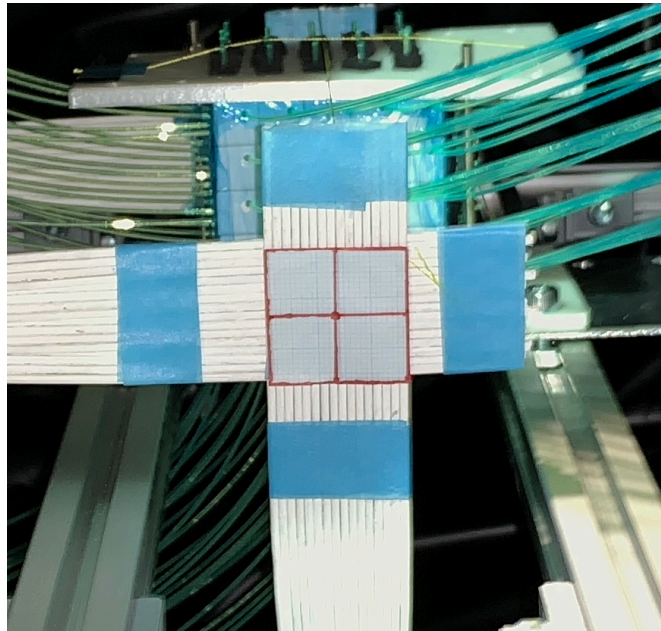


図 3.7 ホドスコープの外観。16 本のシンチレーションファイバーを横に並べてテープで固定することで「束」を作っている。その束を 2 本垂直に組み合わせることで 2 次元的にビーム位置が把握できるホドスコープが成り立っている。

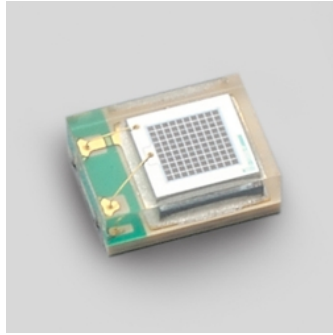
3.2.4 MPPC

2 種類の MPPC を使用した。シンチレータキューブに対しては S13360-1325PE (SuperFGD で使用する型式)、ホドスコープに対しては S13361-3050AE-04 を使用した。写真を図 3.8 に示す。ともに浜松ホトニクス社製である。

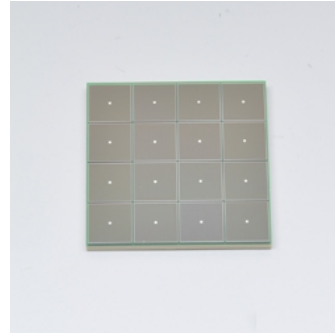
MPPC の性能を表 3.2 に示す。印加電圧は、キューブ用 MPPC は $V_{BR} + 4.5 \text{ V}$ 、ホドスコープ用 MPPC は $V_{BR} + 2.5 \text{ V}$ とした。

3.2.5 データ取得用回路

データ取得用回路を図 3.9 に示す。今回は 3 つの EASIROC を用いた。UT_13 はホドスコープ用、UT_11 および UT_12 はシンチレータキューブ用である。



(a) S13360-1325PE



(b) S13361-3050AE-04

図 3.8 MPPC[14]

表 3.2 MPPC の性能

	S13360-1325PE	S13361-3050AE-04
ピクセルサイズ	$25 \times 25 \mu\text{m}^2$	$50 \times 50 \mu\text{m}^2$
ピクセル数	2668	3584
有効受光面サイズ	$1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$	$3 \times 3 \text{ mm}^2$
ブレイクダウン電圧 V_{BR}	$53 \pm 5 \text{ V}$	$53 \pm 5 \text{ V}$
推奨動作電圧	$V_{BR} + 5 \text{ V}$	$V_{BR} + 3 \text{ V}$
増倍率	7.0×10^5	1.7×10^6
ダークカウント	70 kHz	500 kHz

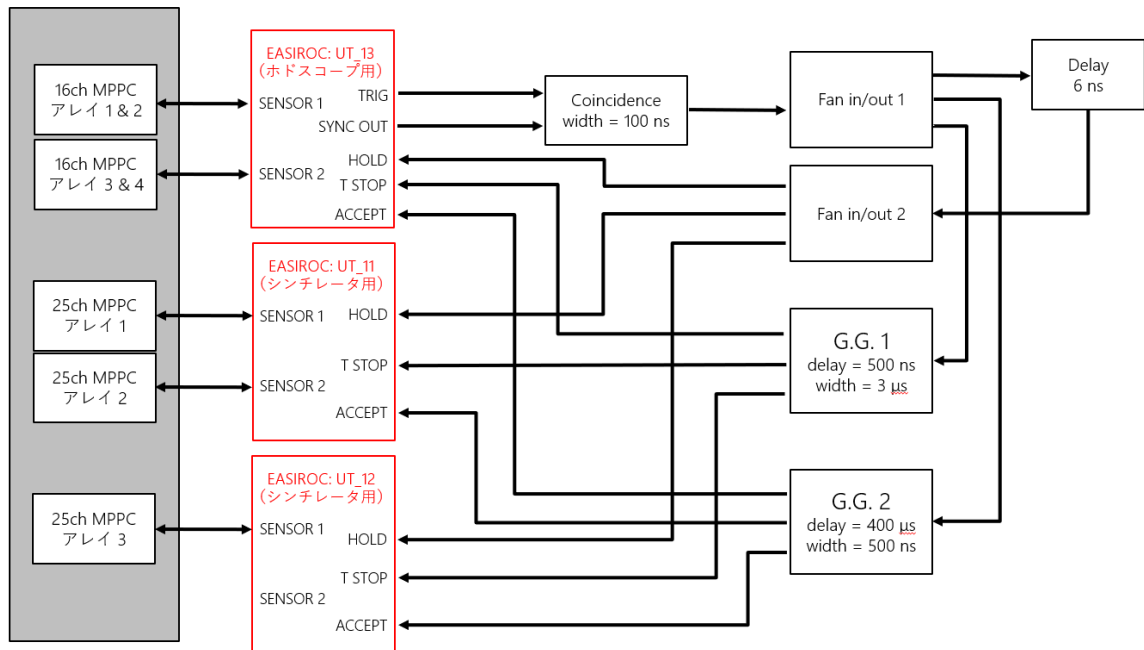


図 3.9 回路のセットアップ

4つのホドスコープ用シンチレーションファイバーの束（上流のX方向, Y方向および下流のX方向, Y方向）すべてで2.5 p.e. (photo-electron) 相当より大きい信号が来たときにデータを取得することとした．これによってMPPCのダークカウント*2を取り除き，かつビームがキューブに入射したときのみ信号を取得することができる．

3.3 取得したデータについて

3.3.1 ゲイン較正

MPPCの出力分布の例を図3.10に示す．分布の最も左のピークがペDESTAL，その一つ右側のピークが1 p.e. に対応する．これらのピークをガウス関数でフィットし，それらの平均値の差をゲインと定義する．

$$\text{Gain} = (1 \text{ p.e. ピークの ADC カウント}) - (\text{ペDESTALピークの ADC カウント}) \quad (3.1)$$

これを用いると，あるイベントで得られたADCカウントを光子数に変換できる．

$$\text{光量 [p.e.]} = \frac{(\text{あるイベントの ADC カウント}) - (\text{ペDESTALピークの ADC カウント})}{\text{Gain}} \quad (3.2)$$

この定義から，ペDESTALピークに対するガウス関数の平均値を下回るようなADCカウントは負の光子数に変換される．そのため，解析では適当な光子数以下のイベントを使わないなどの対応を取る必要がある．

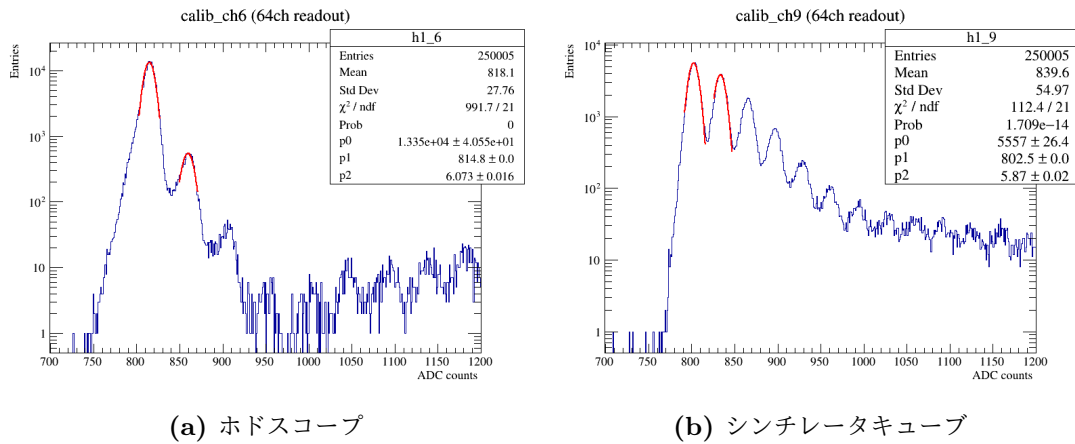


図 3.10 MPPC の出力分布

*2 実際には光が来ていないにもかかわらず1 p.e. 以上相当の信号が出力されること．

3.3.2 ビームプロファイルおよびオフラインでのイベント選別

今回の解析では、EASIROC によるオンラインでのイベント選別の他に、オフラインでもイベント選別を行なった。具体的には、以下のような条件を課した。

1. ホドスコープ 1 束につき 1 本だけヒット
2. 上流・下流のホドスコープで同じ位置のセルにヒット（例えば上流で最も左上のセルにヒットしたイベントならば、下流でも最も左上のセルにヒットしたことを要求する）

1 つ目の条件は多重ヒットを取り除くために課した。2 つ目の条件は、キューブの中をビームが通る際の経路長（path length）が一定のイベントのみを集めるために課した。Path length が異なればキューブ内で発生するシンチレーション光量が異なるためである。これらの条件に当てはまるイベントを以下では「good event」と呼ぶ。

図 3.11 にホドスコープセルごとのビーム入射イベント数を示す。左は上流側、中央は下流側ホドスコープのもので、右は good event のみ数え上げたものである。図 3.11 の good event 分布が大幅に下に偏っていることから、このセットアップではホドスコープのアライメントが十分ではなく、上流と下流でホドスコープが上下方向にずれていることがわかる。そのため、上流側ホドスコープの位置を解析において 1 セルぶんずらす処置を行なった。その修正を施したものが図 3.12 である。Good event の分布がより中央にあり、現実でのホドスコープの位置を反映できていることがわかる。今回の実験では 250005 イベントを取得し、この修正を施す前の good event 数は 16696（6.68%）であった一方、修正後の good event 数は 75545（30.2%）であった。

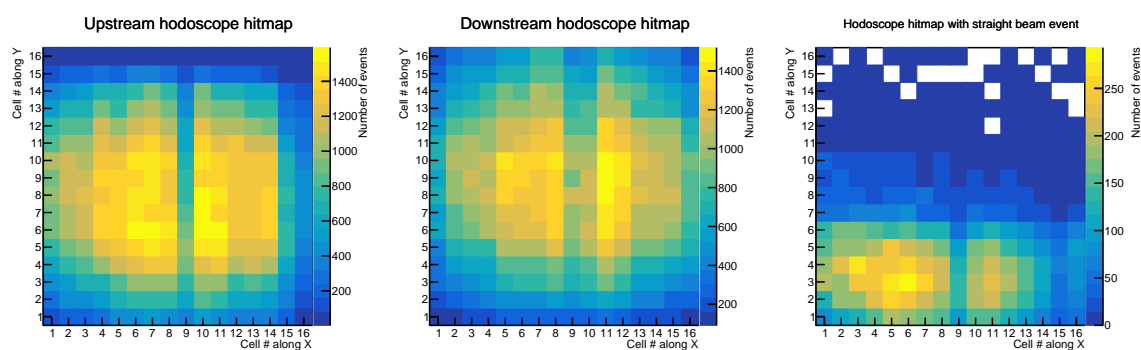


図 3.11 セルごとのビーム入射イベント数（位置修正前）

セルごとのビーム入射イベント数の分布図を見ると、 $X=9$ の部分に関して、周りよりも 40～60% 程度イベント数が少ないことがわかる。これは対応するシンチレーションファイバーと MPPC の接合不良に起因するものと考えられる。また、下流ホドスコープの $X=10$ でもイベント数が少なくなっているのは、ホドスコープが左右にもわずかにずれていて、下流の $X=9$ と 10 の間に上流の $X=9$ が位置しているためと考えられる。

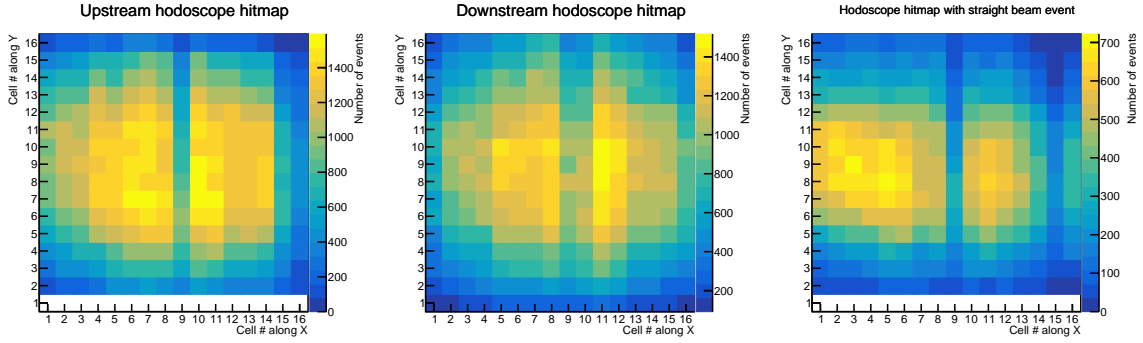


図 3.12 セルごとのビーム入射イベント数（位置修正後）

3.3.3 ビーム入射位置ごとのシンチレータの検出効率

シンチレータの検出効率を以下のように定義する．

- N_{cube} : Good event かつ、シンチレータにヒット（5.5 p.e. 以上）したイベント数
- N_{hodo} : Good event 数

$$\text{検出効率} = \frac{N_{\text{cube}}}{N_{\text{hodo}}} \quad (3.3)$$

図 3.13 にビーム入射位置ごとの検出効率を示す．左から順にそれぞれ X, Y, Z 方向のファイバーから読み出したものである．検出効率はほとんどの場所で 1 に近く、問題なく陽電子が検出できているといえる．また、キューブとファイバー穴の位置を赤い破線で示した．この位置は、検出効率が落ちる部分はファイバー穴やキューブの端であるということから推定した．

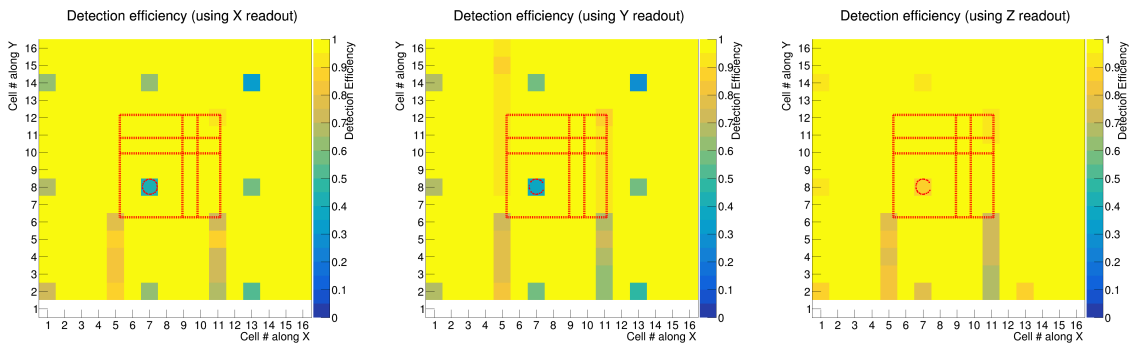


図 3.13 ビーム入射位置ごとの検出効率．赤い破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す．

3.4 解析方法

今回は2種類の解析を行なった。一つはキューブの任意の位置にビームが入射したイベントすべてを用いてクロストークを計算するもので、もう一つはビーム入射位置ごとにクロストークを計算するものである。キューブ壁面に近い位置や、ファイバーに近い位置にビームが入射したときにクロストークが大きくなることが予想されるため、それをビーム入射位置ごとの解析で確認する。

3.4.1 全体的なクロストーク

この解析では good event に加えて、ホドスコープの中央4セル×4セルにヒットしたという条件を課した。これはホドスコープの中央 $6.8 \times 6.8 \text{ mm}^2$ の領域で、およそ中央のキューブの位置に対応する。この条件を課すことで中央のキューブにビームがヒットしたイベントのみを選別できる。

以上のような条件を用いて、以下の式で定義される光量比 (Light Yield ratio; L.Y. ratio) をイベントごとに計算した。

$$\text{L.Y. ratio} = \frac{(\text{中央以外のキューブの光量})}{(\text{中央のキューブの光量})} \quad (3.4)$$

キューブ光量はZ方向のファイバーから取得したもののみ使用した。この式の定義から、中央以外のキューブの光量が負となったときは L.Y. ratio も負になってしまう*3。そこで、中央以外のキューブ光量が 0.5 p.e. 未満のときは 0 p.e. として計算した。また、中央のキューブ光量が 0 p.e. のイベントは L.Y. ratio が計算できないため除外した。

また、L.Y. ratio とは別に、横軸に中央のキューブ光量、縦軸に中央以外のキューブの光量をプロットした散布図およびそれぞれのキューブ単体の光量分布も作成した。

3.4.2 クロストークのビーム入射位置依存性

ここではホドスコープのセルごとに L.Y. ratio の分布を作成し、分布の0から1の範囲における平均値をそのビーム入射位置での L.Y. ratio と定義し、図 3.12 のような2次元ヒストグラムを用いて結果を表示する。この解析では全体的なクロストークの解析と異なり、ホドスコープの範囲の制限はしない。

*3 較正された光量が負となる理由は 3.3.1 項参照

3.5 結果

3.5.1 全体的なクロストーク

図 3.14, 3.15 に中央のキューブにビームが入射したときの L.Y. ratio の分布, 図 3.16 にそれらの分布の 0 から 1 の範囲における平均値を示す. 図 3.16 では, 値の位置が左上ならば左上のキューブに対する L.Y. ratio, 右ならば右のキューブに対する L.Y. ratio, のように実際のキューブの位置に対応している. 左下のキューブに対するクロストークが他の斜め方向のキューブと比べて大きい理由は次の 3.5.2 項で説明する.

図 3.17, 3.18 に中央のキューブと周辺のキューブの光量を比較した 2 次元ヒストグラムを示す. また, それらのヒストグラムの横軸と縦軸の分布に対応するそれぞれのキューブ単体の光量分布を図 3.19, 3.20, 3.21 に示す.

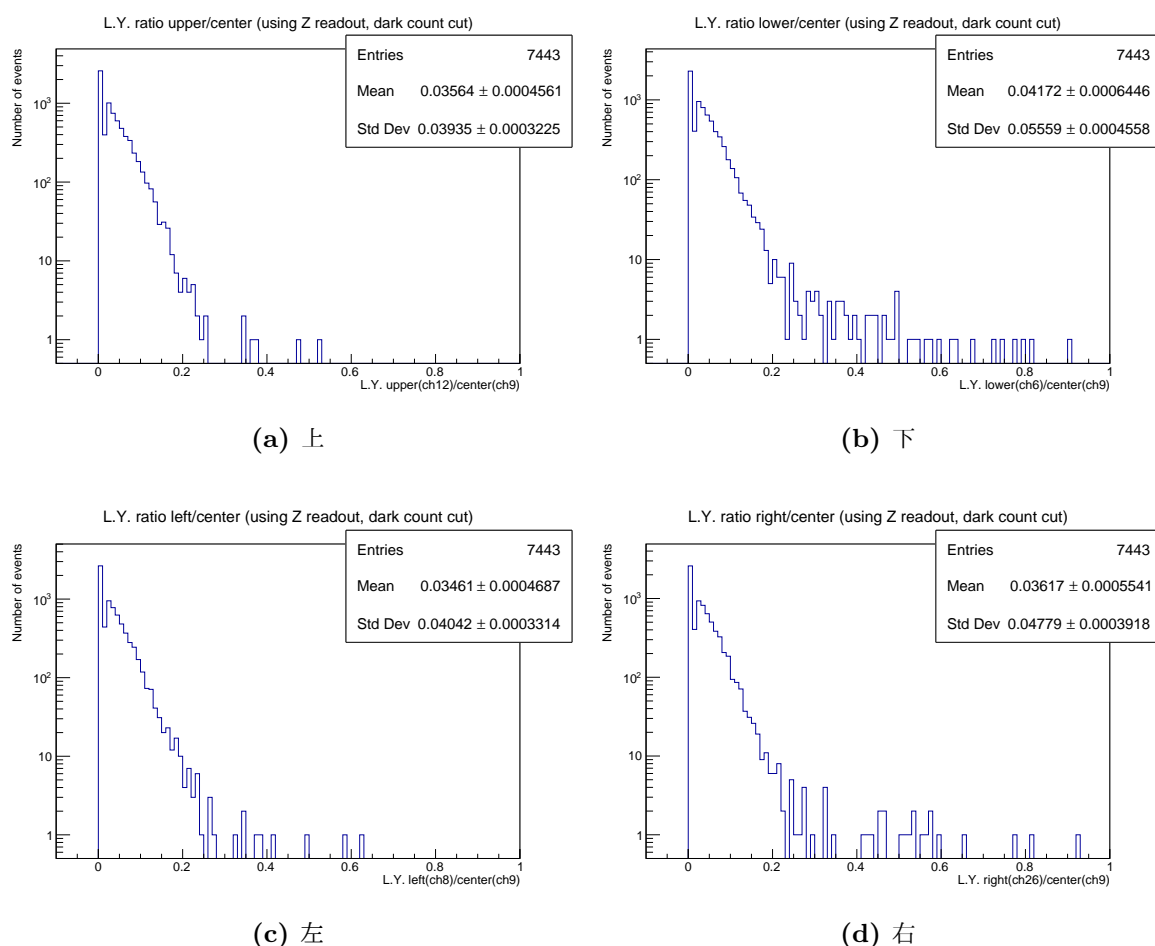
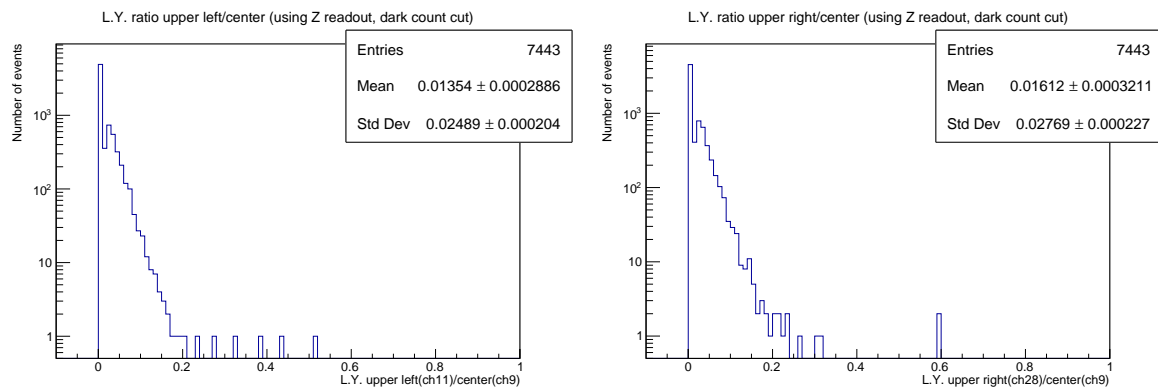
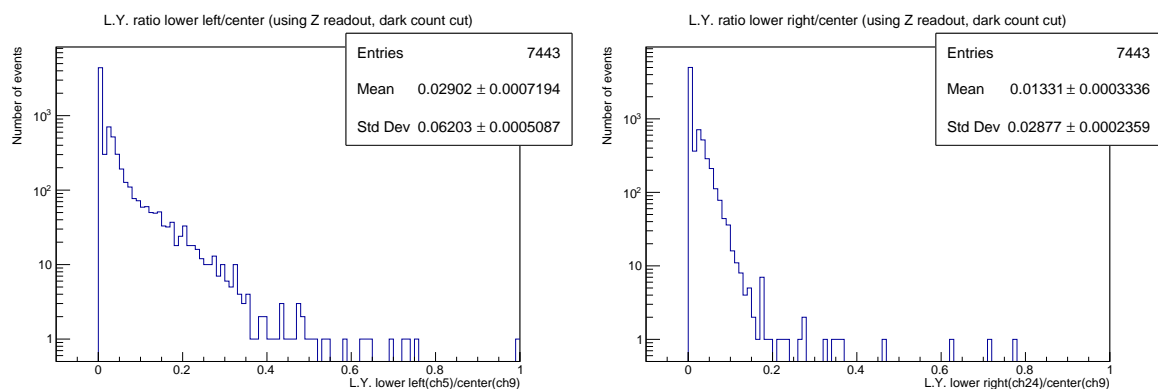


図 3.14 上下左右のキューブに対する L.Y. ratio



(a) 左上

(b) 右上



(c) 左下

(d) 右下

図 3.15 斜め方向のキューブに対する L.Y. ratio

1.35	3.56	1.61
3.46		3.62
(2.90)	4.17	1.33

図 3.16 L.Y. ratio の平均値 (%)

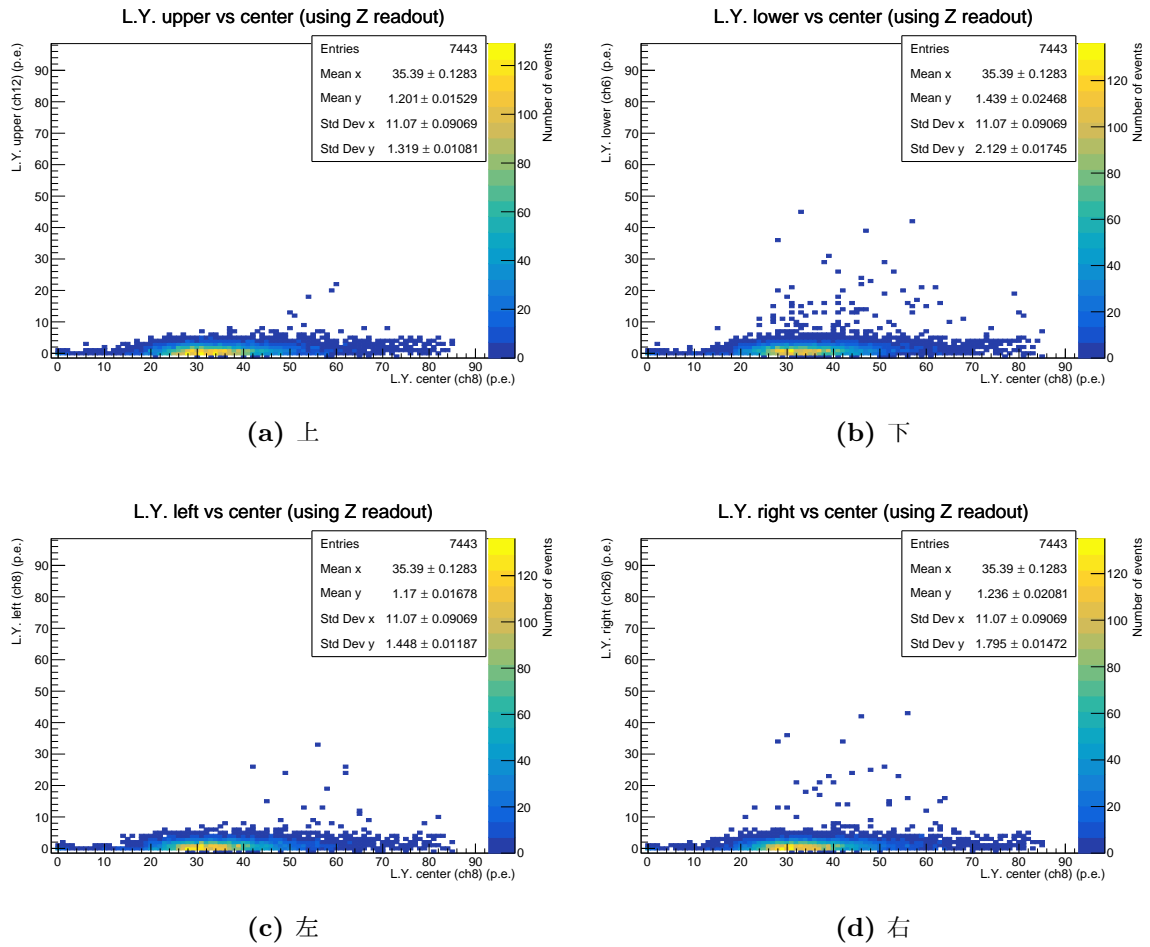


図 3.17 上下左右のキューブと中央のキューブの光量比較

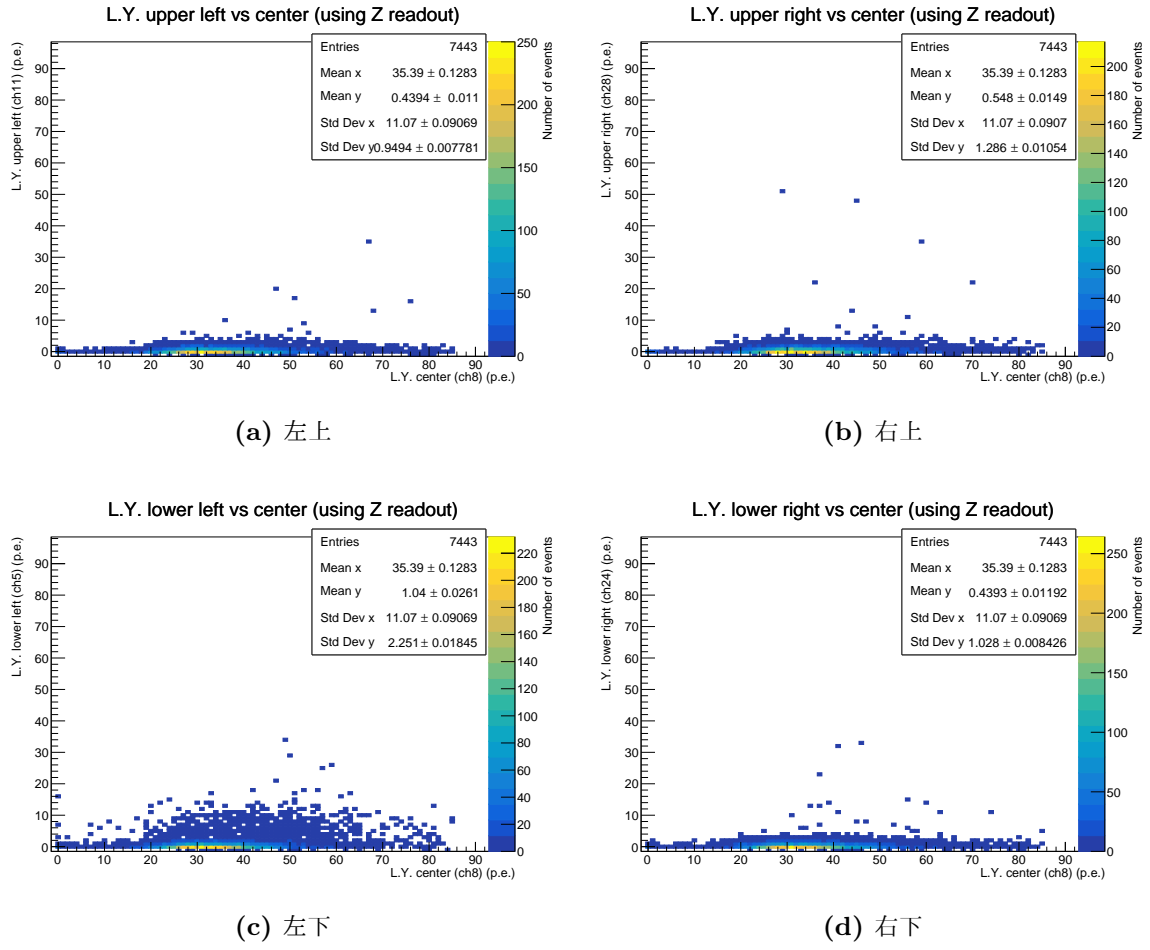


図 3.18 斜め方向のキューブと中央のキューブの光量比較

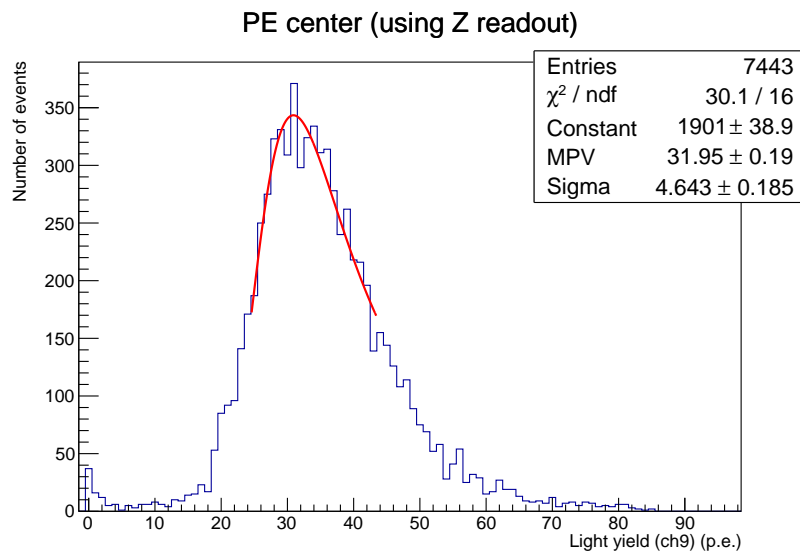
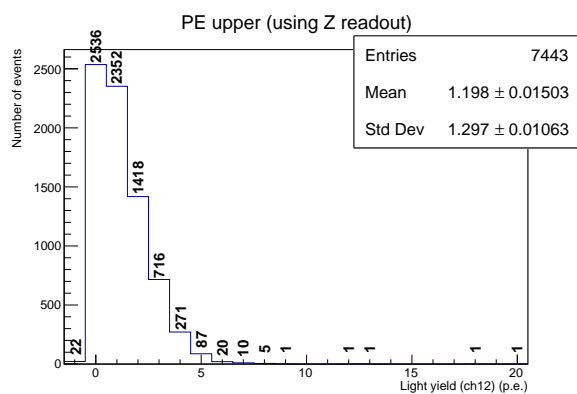
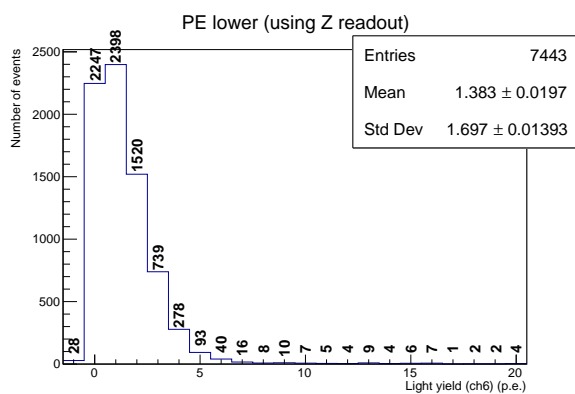


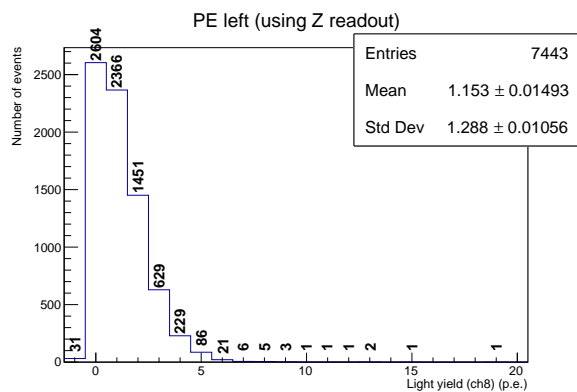
図 3.19 中央のキューブの光量分布



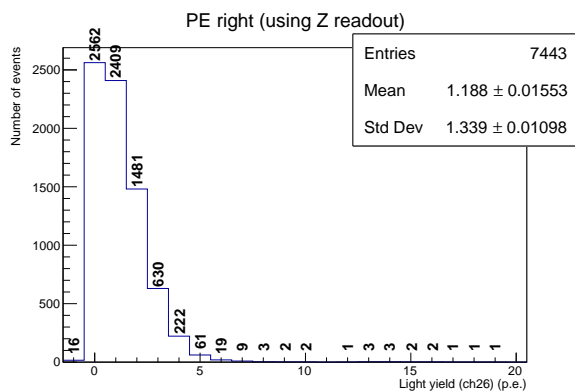
(a) 上



(b) 下

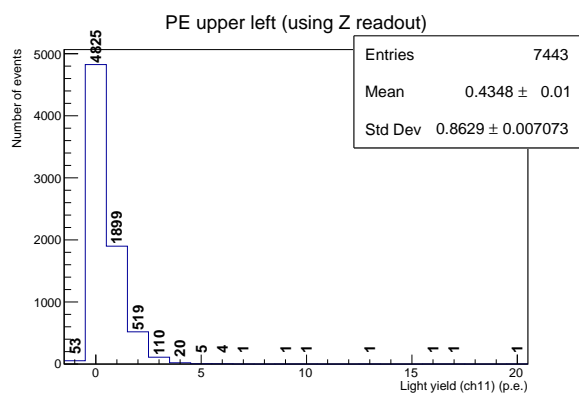


(c) 左

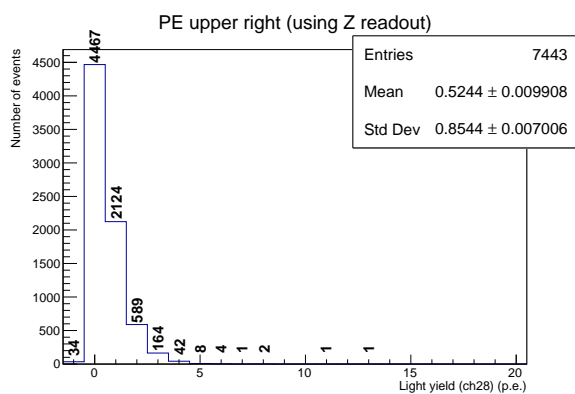


(d) 右

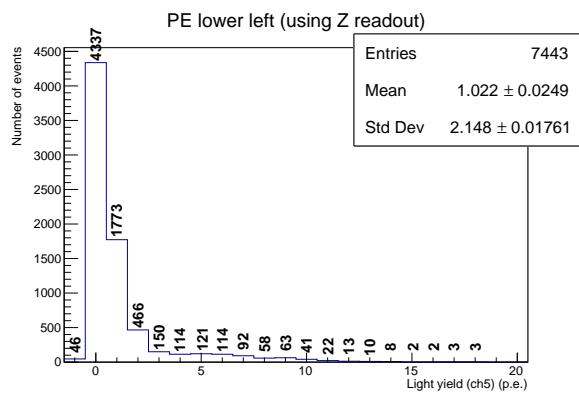
図 3.20 上下左右のキューブの光量分布



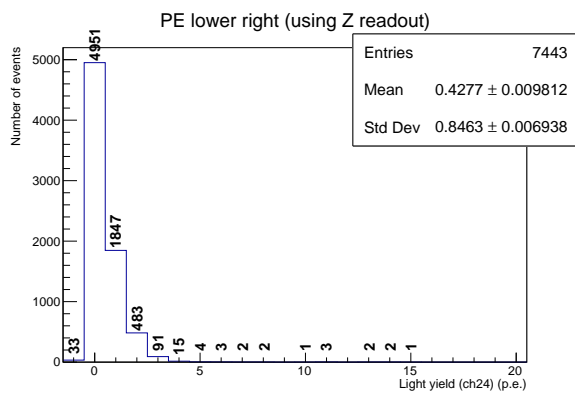
(a) 左上



(b) 右上



(c) 左下



(d) 右下

図 3.21 斜め方向のキューブの光量分布

3.5.2 クロストークのビーム入射位置依存性

図 3.22, 3.23 にビーム入射位置ごとの L.Y. ratio を示す．水色の破線はビーム入射位置ごとの検出効率（図 3.13）から推定したキューブおよびファイバー穴の位置である．キューブ境界では陽電子ビームが中央のキューブと中央以外のキューブ双方にヒットしたイベントが混入することによって L.Y. ratio が過大評価されていると考えられる．そのため，水色の破線より完全に内側に入っているセル（X 方向のセル 6～10, Y 方向のセル 7～11 の範囲）の値のみ信頼することとする．

左下のキューブに対するセルごとの L.Y. ratio（図 3.23c）において，左下から右上方向に直線状に L.Y. ratio が大きいセルが分布している．図 3.24 にキューブ付近のセットアップの写真を示す．キューブに挿入されたファイバーは右上方向にのびるため，左下のキューブに挿入されたファイバーは中央のキューブに当たるようなビームの経路と干渉してしまう．左下キューブのファイバーにビームが入射することでチェレンコフ光が発生し，左下キューブで大きな光量のイベントが増え，左下キューブに対するクロストークが大きくなっているように見えてしまっていると考えられる．

その他のキューブに対しては，隣接キューブに近い位置にビームが入射するとクロストークが大きくなり，遠い位置に入射するとクロストークが小さくなる傾向が見て取れる．例えば上側のキューブに対するセルごとの L.Y. ratio（図 3.22a）を見ると，最も上側のキューブに近い cell Y: 11 の部分では L.Y. ratio が 4.43～5.18% なのに対し，最も遠い cell Y: 7 の部分では 3.09～3.98% と，およそ 1 ポイント以上の差がある．

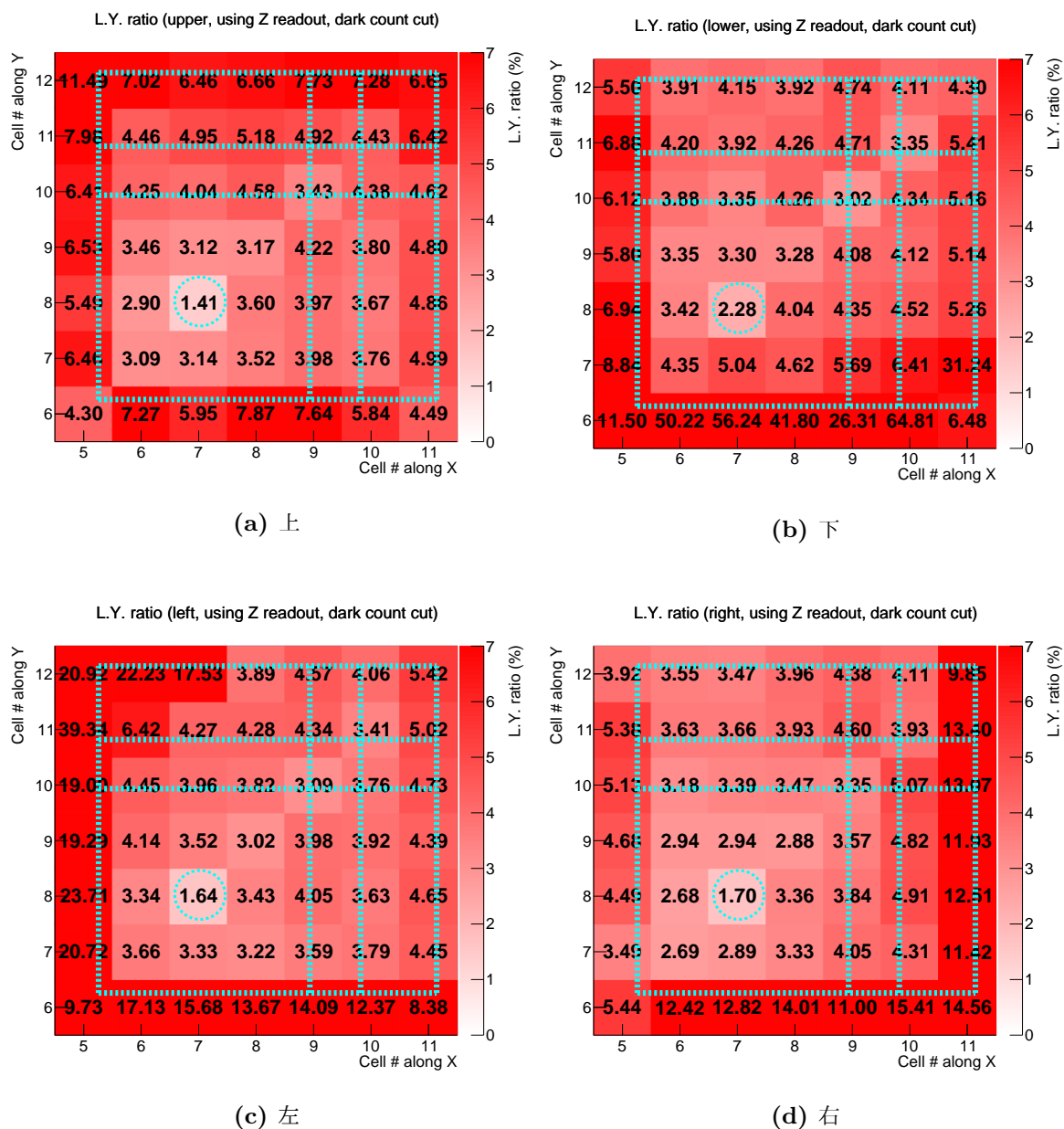


図 3.22 上下左右のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す。

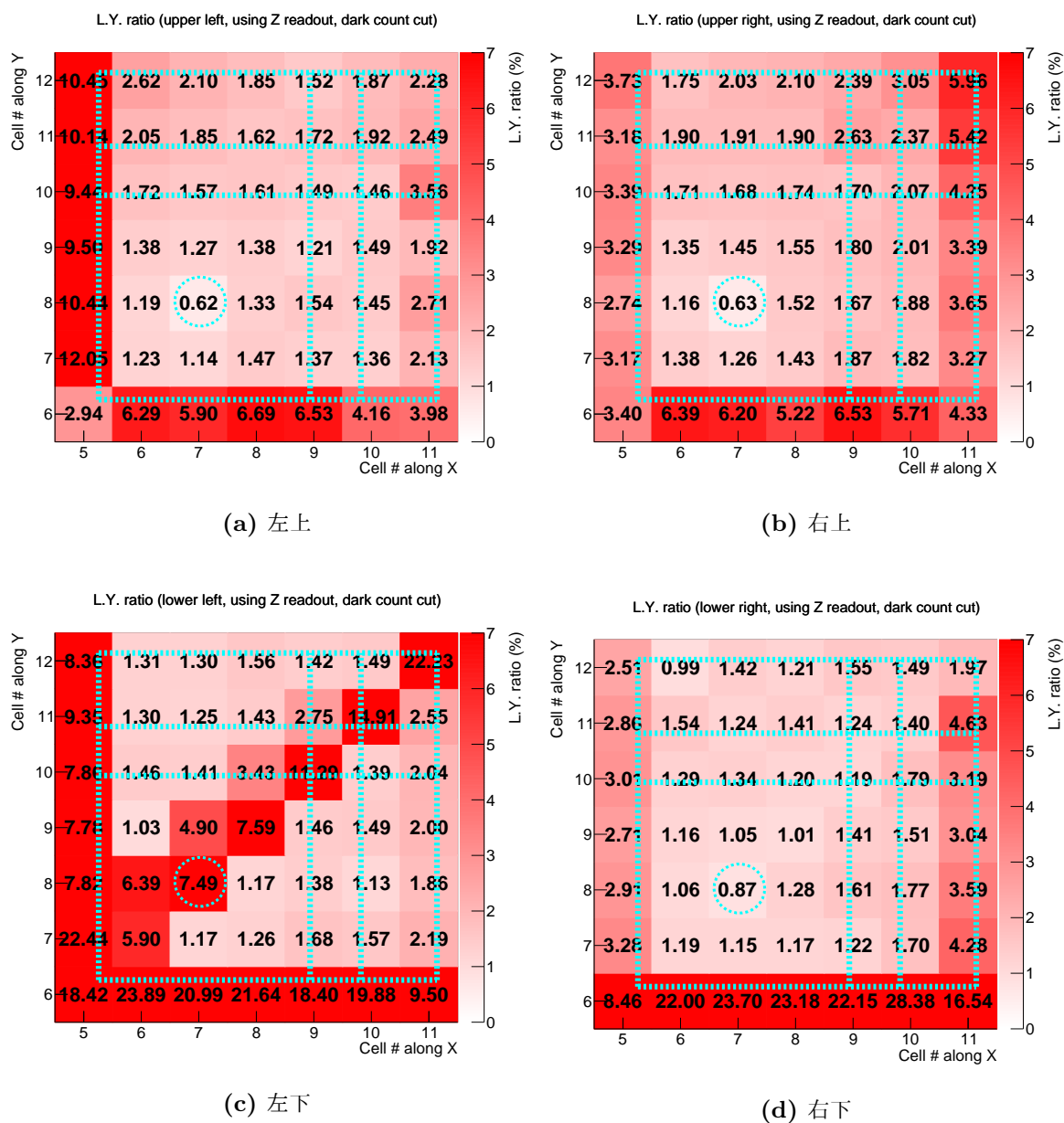


図 3.23 斜め方向のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す。

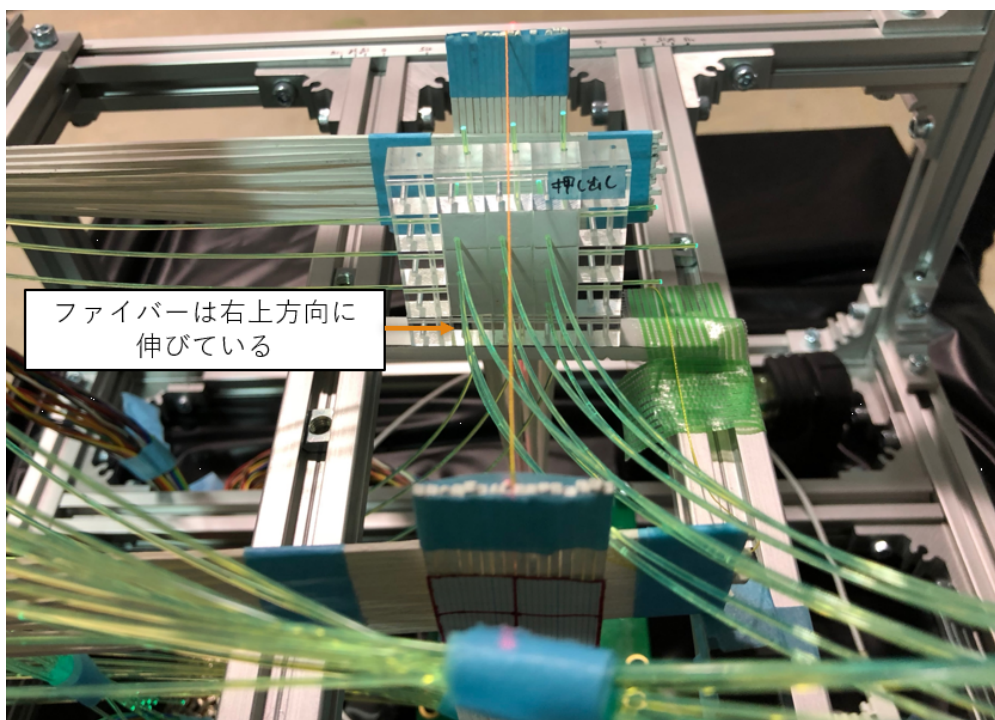


図 3.24 ファイバーののびる方向とキューブ，ホドスコープの位置関係

第 4 章

SuperFGD のシミュレーションによる性能評価

4.1 シミュレーションの概要

前章では、実際に陽電子を照射したデータを用い、クロストークの評価を行なった。本章では Geant4[15] *¹によるモンテカルロシミュレーションでビーム試験と同様のセットアップを作成し、実験を再現するように各種パラメータの調整を行う。

本研究において Geant4 でシミュレーションを作成するにあたっては、Geant4 公式が提供している Example[16] を参考にした。また、本研究で作成したシミュレーションプログラムは [17] で入手可能である。

本論文では Geant4 に実装されている物理プロセスの詳細な説明は割愛し、現実と異なる挙動を示すと思われる点のみを説明する。具体的には、シンチレータ内のシンチレーション過程、シンチレータ境界での光の反射と屈折、波長変換ファイバー内の波長変換プロセスについては説明し、波長変換ファイバー内の光の反射と屈折や、非光学プロセス（粒子の散乱、対消滅など）については説明しない。

4.2 ビーム試験を再現するセットアップ

シミュレーションのセットアップを図 4.1, 4.2 に示す。キューブの配置、キューブとホドスコープの距離、ビームの向きや広がりなどほとんどの設定は実験と同じであるが、以下の点が異なっている。

- 下流側ホドスコープの有無
- Z 方向読み出しの向き

*¹ モンテカルロ法によって物質中の粒子のふるまいをシミュレーションするためのプラットフォーム。

シミュレーションでは曲がった波長変換ファイバーを再現することが難しく、代わりに直線状のファイバーを配置した。その影響でファイバーがホドスコープに干渉してしまうため、下流側ホドスコープを取り除き、下流側に MPPC を配置した。上流側ホドスコープを残した理由は、ビームがホドスコープに当たることによって放出された 2 次粒子が、さらにキューブに当たって偽のクロストークとして検出されるような事象をシミュレーションでも再現するためである。

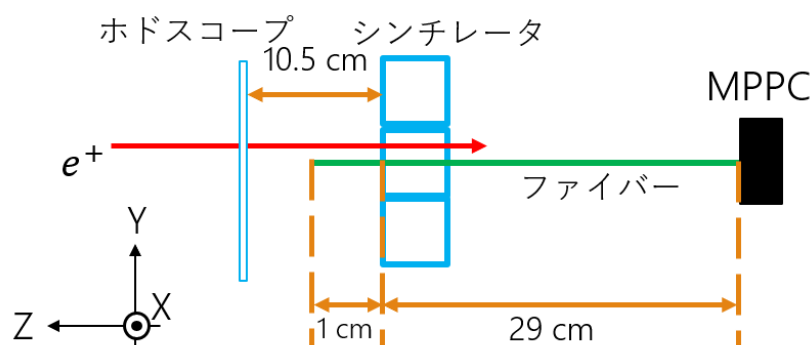


図 4.1 シミュレーションのセットアップ（横から見た図）

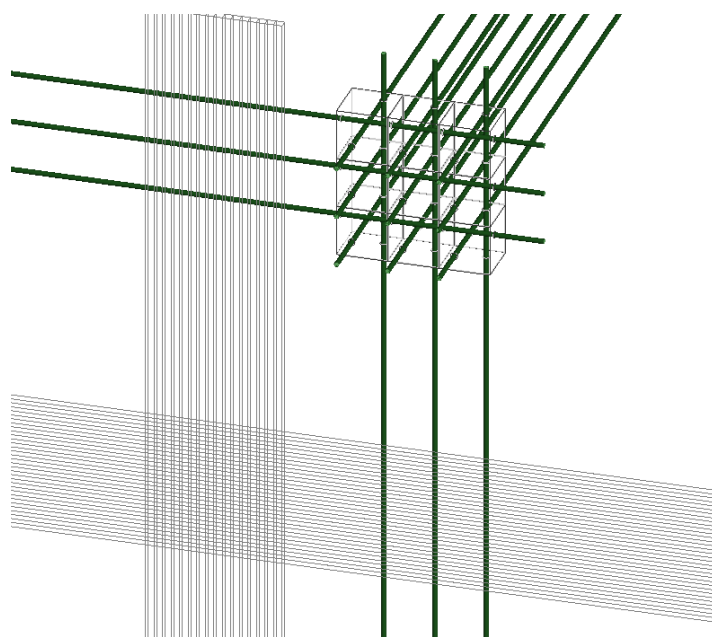


図 4.2 シミュレーションのセットアップ（3DCG）

2.2.1 項で説明したとおり、シンチレータには 2 種類の発光剤が含まれる。すなわち、1 次発光剤である PTP から放出された光の一部が 2 次発光剤である POPOP に吸収され、再び放出される。Geant4 では物質の発光量を光の波長ごとに設定できる一方、吸収量の場合は設定できない。したがって本研究では、POPOP の発光量のみを光の波長ごとに実装した。同様に、波長変換ファイバーの吸収量も波長ごとに設定できないため、発光量の波長分布のみ実装した。以上のような実装

から、MPPC によって観測される光の波長分布は現実のものと異なる。

シミュレーションに設定した各種パラメータを表 4.1 に示す。

シンチレータや波長変換ファイバー内を進む光は距離に対して指数関数的に減衰する。

$$l(x) = Ae^{-x/l_0} \quad (4.1)$$

$$l(x) : \text{光量} \quad (4.2)$$

$$A : x = 0 \text{ での光量} \quad (4.3)$$

この l_0 が減衰長と定義される。同様に、シンチレータの発光量は時間に対して指数関数的に減衰する。

$$l(t) = Ae^{-t/\tau} \quad (4.4)$$

$$A : t = 0 \text{ での光量} \quad (4.5)$$

この τ がシンチレーション時間と定義される。 $t = 0$ はビームがシンチレータに当たり、エネルギーをシンチレータ分子に与えたときの時間に対応する。また、波長変換ファイバーにおいて光がファイバーに吸収されてから再発光されるまでの時間は指数関数分布となる。この場合の分布関数も (4.4) 式で表され、 τ が波長変換時間と定義される。なお、指数関数分布において τ は平均値となる。

Birks の法則とは、ビームがシンチレータに与えるエネルギー (Energy deposit) と光量の関係を表す現象論的な式で、以下のように表される。

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (4.6)$$

L_0 は energy deposit あたりの光量を表し、表 4.1 のシンチレーション光量にあたる。 k_B は Birks 定数である。Birks 定数は物質により異なり、今回のようなポリスチレン製シンチレータの場合は 0.126 mm/MeV である [18]。左辺の L が最終的に放出される光量である。

クロストーク解析に最も重要と思われるキューブ反射層の光のふるまいには UNIFIED モデル [19] を採用した。このモデルは全反射、フレネル反射、ランバート反射 (乱反射) を扱える光学モデルである。反射層は実際には有限の厚みを持つが、シミュレーションでは反射層と空気の境界面でのみ反射や屈折の判定が行われるように設定した。反射層は白色なので、反射層と空気の境界面での吸収はないものとして設定した。表 4.1 に示した透過率、反射率は設定値であるが、シミュレーション上での実効的な透過率、反射率とは異なる。反射率の設定値と、シミュレーション上での実効的な反射率の関係を図 4.8 に示す*2。設定した反射率が 98.5% のときの実効的な反射率は 96.8% である。

表 4.1 に示すとおり、シンチレータのシンチレーション光量とキューブ反射層の反射率、透過率は根拠となる文献などが存在しない。そのため、パラメータを調整するに当たっては、まず反射率を調整することにより L.Y. ratio を実験と合わせ、その次にシンチレーション光量を調整することにより中央のキューブ (ビームが当たっているキューブ) の観測光量を合わせた。

*2 実効的な透過率、反射率の測定の詳細は付録 A で説明する。

表 4.1 シミュレーションで用いたパラメータ

物質	パラメータ	数値	根拠となる文献など
シンチレータ	減衰長	38 cm	文献 [20]
	シンチレーション光量	12.8 p.e./keV	なし
	シンチレーション光量 (光の波長ごとの相対値)	図 4.3	文献 [9]
	Birks 定数	0.126 mm/MeV	文献 [18]
	屈折率	1.50	文献 [21]
	シンチレーション時間	1 ns	有機シンチレータの典型値
キューブ反射層	反射率	98.5 %	なし
	透過率	1.5 %	なし
波長変換ファイバーの コア	波長変換時間	12 ns	文献 [22]
	吸収光量	未実装	データシート [10]
	発光量	図 4.4	データシート [10]
	屈折率	1.59	データシート [10]
	減衰長	図 4.5	文献 [22]
波長変換ファイバーの 内側クラッド	屈折率	1.49	データシート [10]
	減衰長	図 4.6	文献 [22]
波長変換ファイバーの 外側クラッド	屈折率	1.42	データシート [10]
	減衰長	図 4.6	文献 [22]
MPPC	光子検出効率	図 4.7	データシート [23]

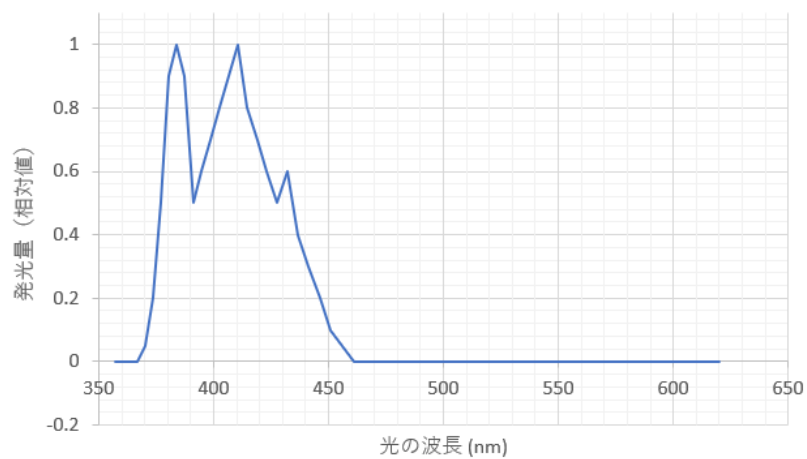


図 4.3 シンチレータの発光量スペクトル

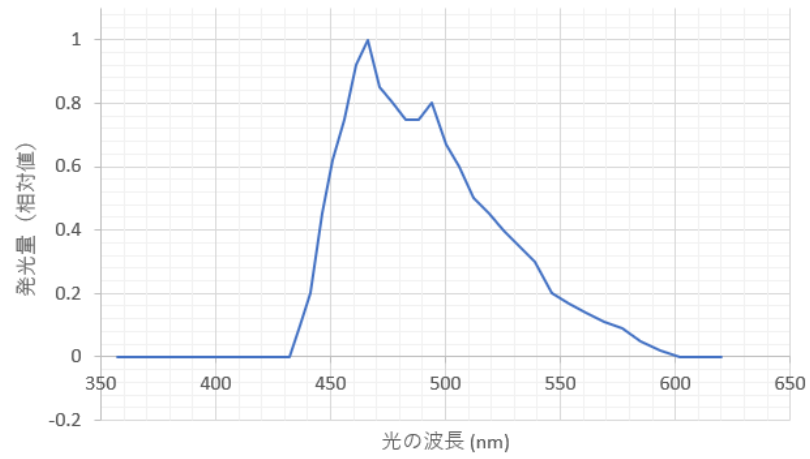


図 4.4 波長変換ファイバーの発光量スペクトル

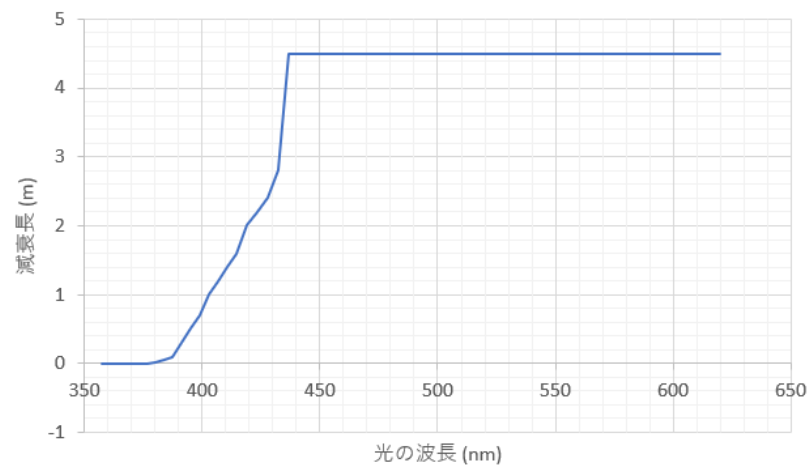


図 4.5 波長変換ファイバーのコアの減衰長スペクトル

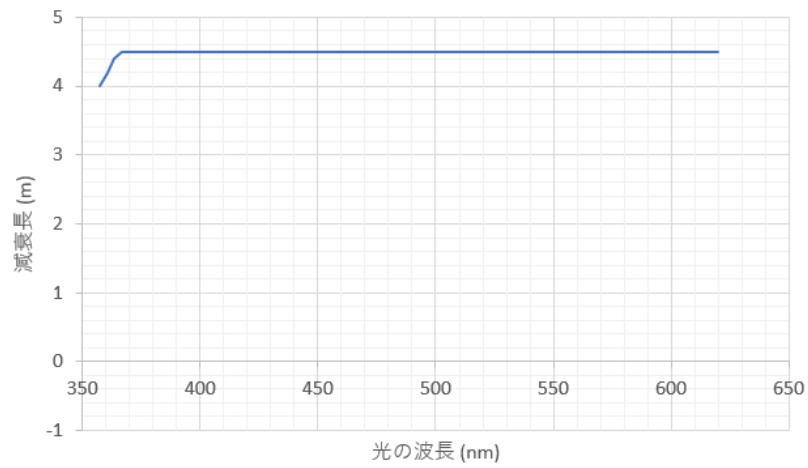


図 4.6 波長変換ファイバーのクラッドの減衰長スペクトル

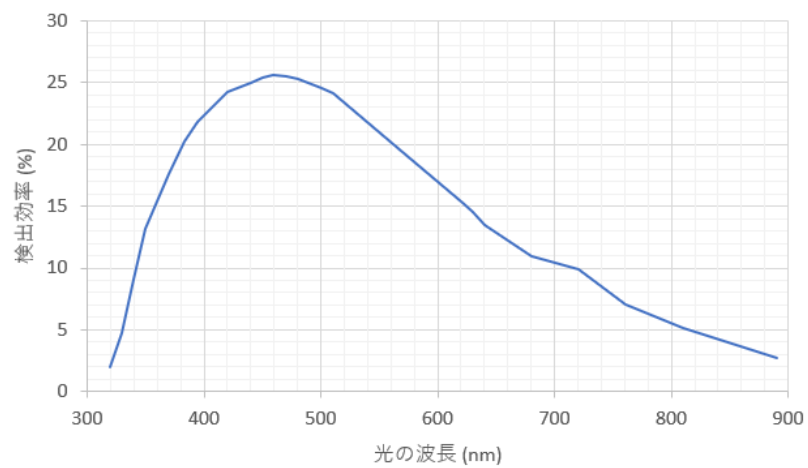


図 4.7 MPPC の光子検出効率スペクトル

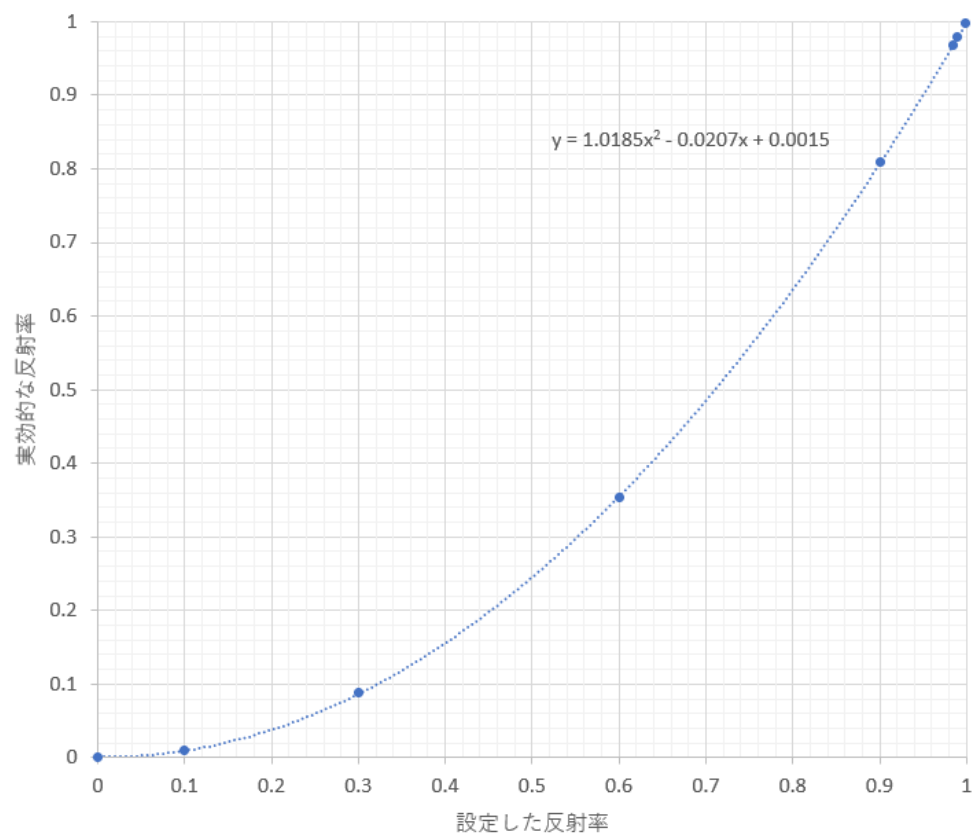


図 4.8 反射率の設定値とシミュレーション上での実効的な反射率

4.3 結果

図 4.9～4.41 にシミュレーションとビーム試験の結果をあわせて示す．ビーム試験での結果の図はすでに第 3 章で示したが，シミュレーションの結果と見比べるために本章ではもう一度同じ図を示す．

上下左右方向のクロストーク (図 4.9～4.12, 図 4.17～4.20, 図 4.34～4.37) は，ビーム入射位置ごとの結果も含めよく再現できているが，斜め方向のクロストーク (図 4.13～4.16, 図 4.21～4.24, 図 4.38～4.41) は実験よりも小さくなっている．斜め方向のキューブ単体の光量分布 (図 4.30～4.33) を見ると，シミュレーションでは実験よりも 1 p.e. 以上のイベントが少ない．このような実験とシミュレーションの不一致の理由は次の 4.4 節で考察する．

ビーム入射位置ごとの L.Y. ratio の結果 (図 4.34～4.41) から，隣接キューブに近い位置にビームが入射すれば L.Y. ratio が大きくなる傾向がシミュレーションでも確認できた．隣接キューブで光子が観測される原因としては，中央キューブで発生した光子が反射層を透過したり，キューブを経由したりして隣接キューブに移動するほか，中央のキューブで発生したデルタ線が隣接キューブに入り，そこでシンチレーション光を生ずることも考えられる．シミュレーション上で粒子を追跡することによって，上に挙げたような原因のうちどれによってクロストークが起きたのか特定できるようにすることが今後の課題である．例えば，ファイバー付近にビームが入射したときはファイバー経由のクロストークの成分が多く，反射層付近にビームが入射したときは光子が反射層を透過する成分やデルタ線由来の成分が多いことが予想されるが，それをシミュレーションで確認する．

また，第 3 章でも述べたとおり，ビーム試験においては左下のキューブに挿入された波長変換ファイバーがビーム経路上に干渉し，観測光量が大きくなってしまっている．そのため左下のキューブに対するクロストークの結果はシミュレーションと合わない．

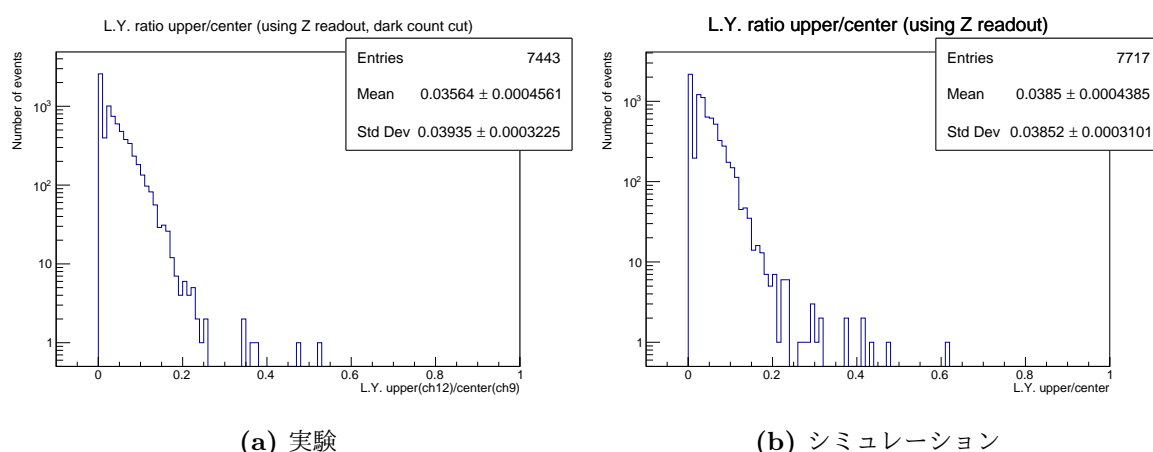
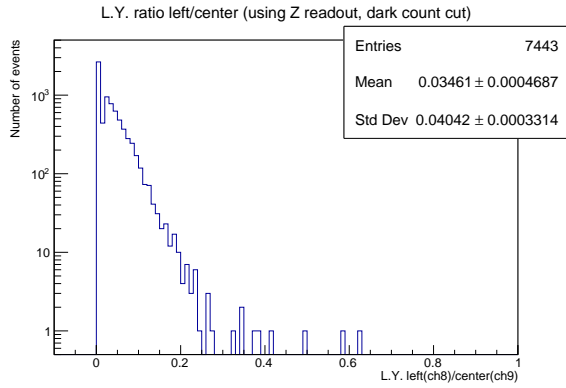
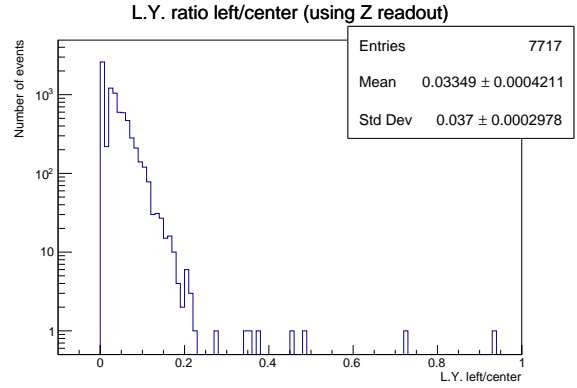


図 4.9 上側のキューブに対する L.Y. ratio (上側キューブの光量/中央キューブの光量)

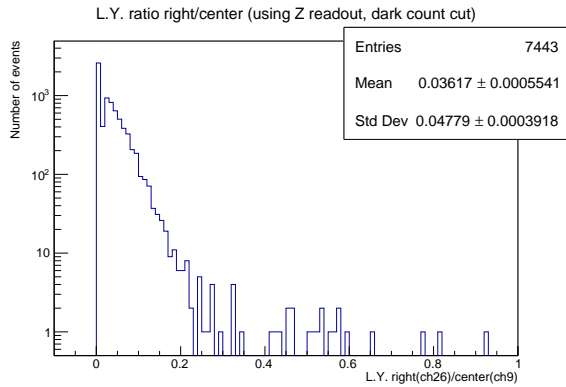


(a) 実験

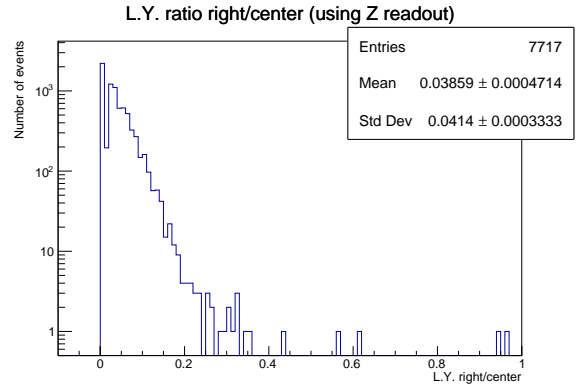


(b) シミュレーション

図 4.10 左側のキューブに対する L.Y. ratio (左側キューブの光量/中央キューブの光量)

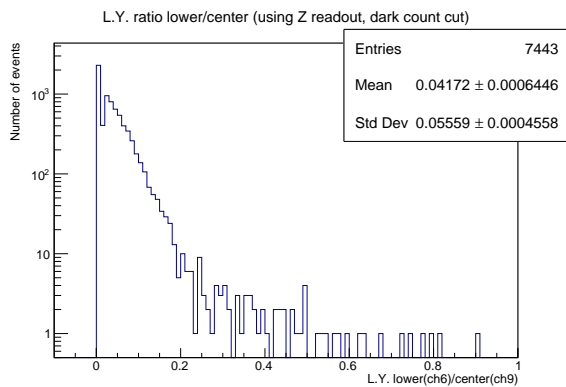


(a) 実験

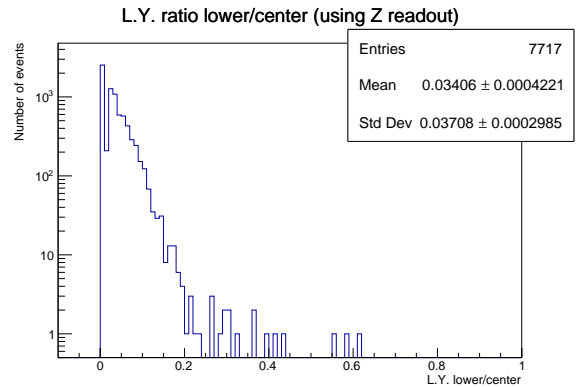


(b) シミュレーション

図 4.11 右側のキューブに対する L.Y. ratio (右側キューブの光量/中央キューブの光量)

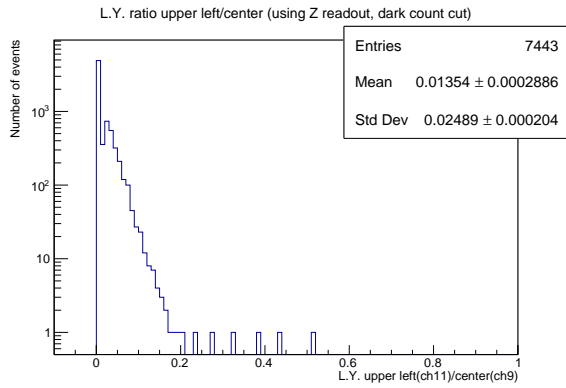


(a) 実験

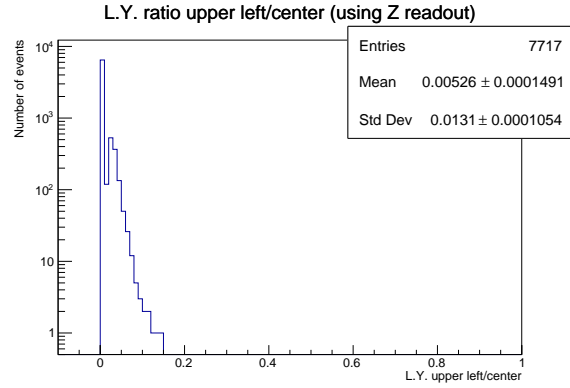


(b) シミュレーション

図 4.12 下側のキューブに対する L.Y. ratio (下側キューブの光量/中央キューブの光量)

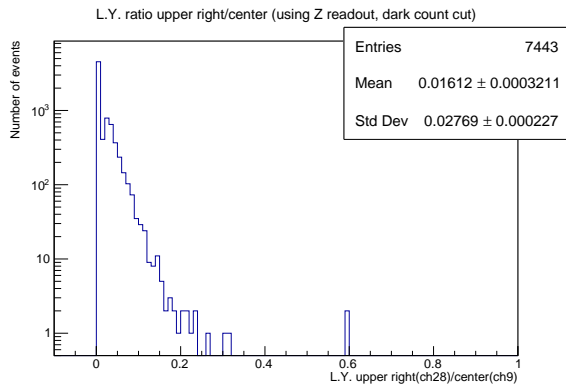


(a) 実験

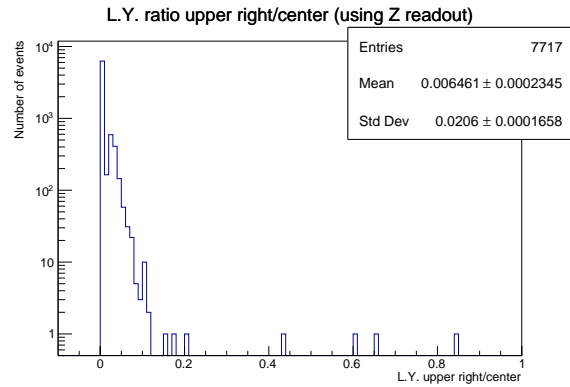


(b) シミュレーション

図 4.13 左上側のキューブに対する L.Y. ratio (左上側キューブの光量/中央キューブの光量)

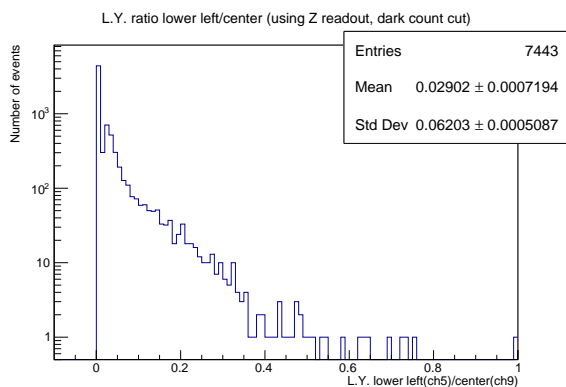


(a) 実験

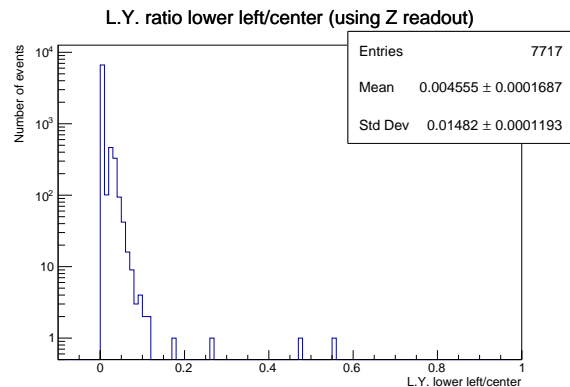


(b) シミュレーション

図 4.14 右上側のキューブに対する L.Y. ratio (右上側キューブの光量/中央キューブの光量)

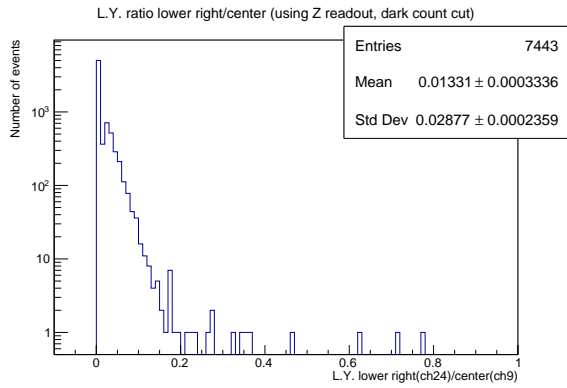


(a) 実験

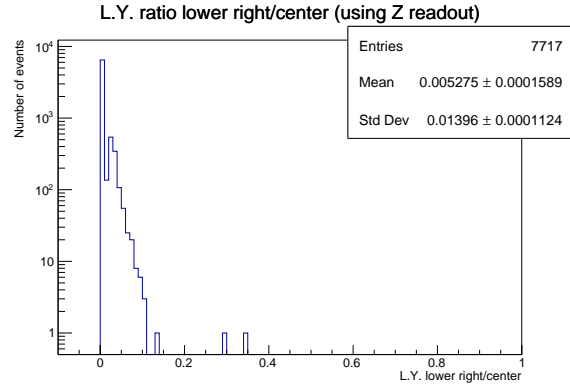


(b) シミュレーション

図 4.15 左下側のキューブに対する L.Y. ratio (左下側キューブの光量/中央キューブの光量)

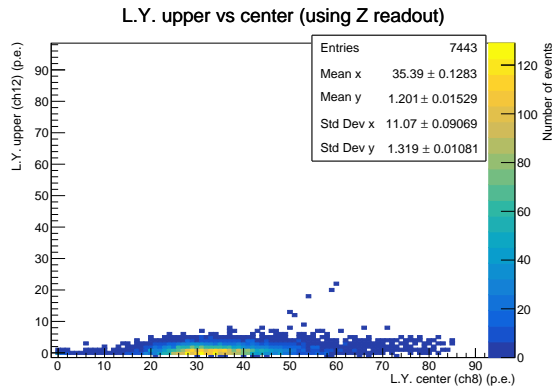


(a) 実験

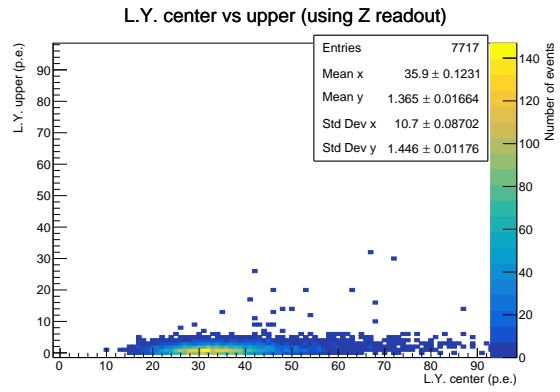


(b) シミュレーション

図 4.16 右下側のキューブに対する L.Y. ratio (右下側キューブの光量/中央キューブの光量)

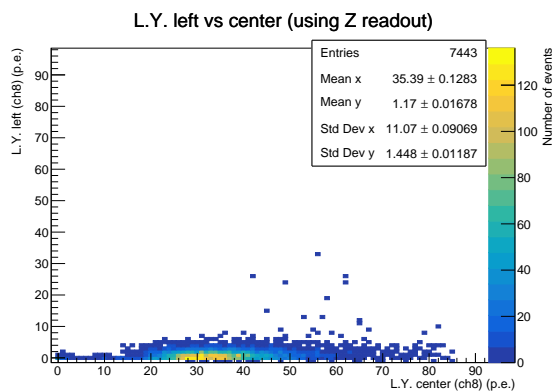


(a) 実験

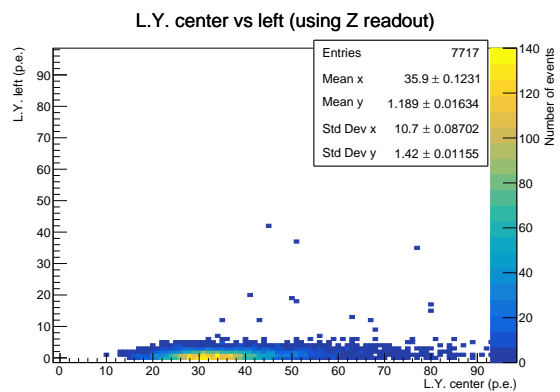


(b) シミュレーション

図 4.17 上側のキューブと中央のキューブの光量比較



(a) 実験



(b) シミュレーション

図 4.18 左側のキューブと中央のキューブの光量比較

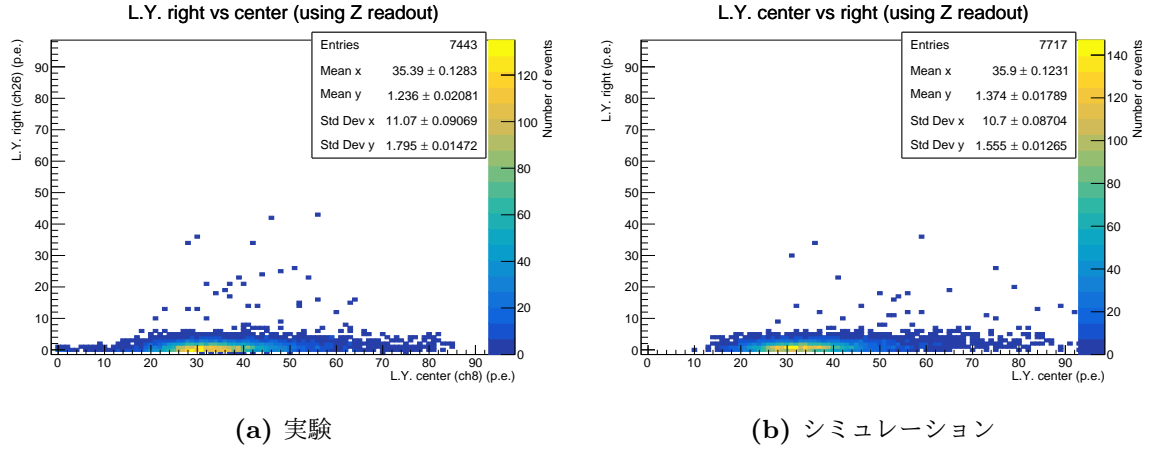


図 4.19 右側のキューブと中央のキューブの光量比較

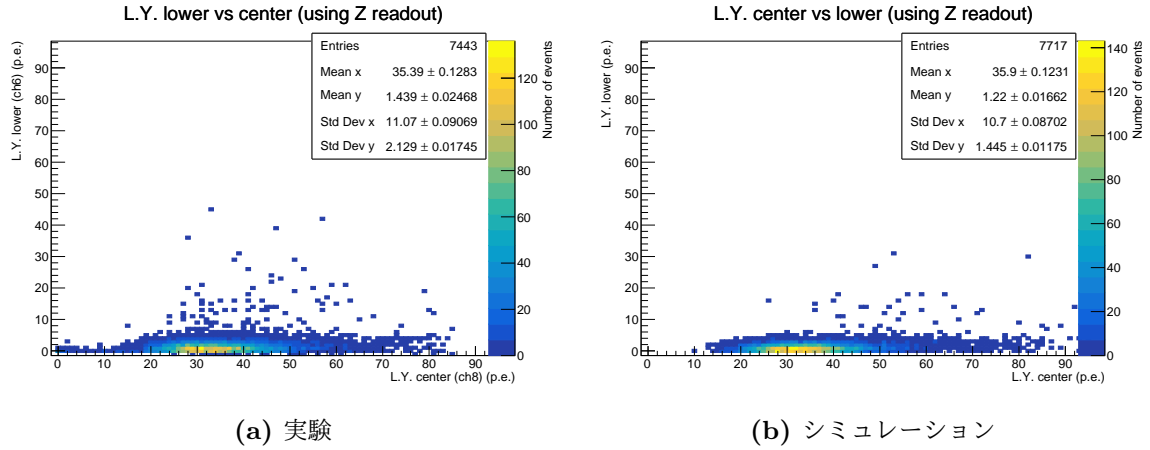


図 4.20 下側のキューブと中央のキューブの光量比較

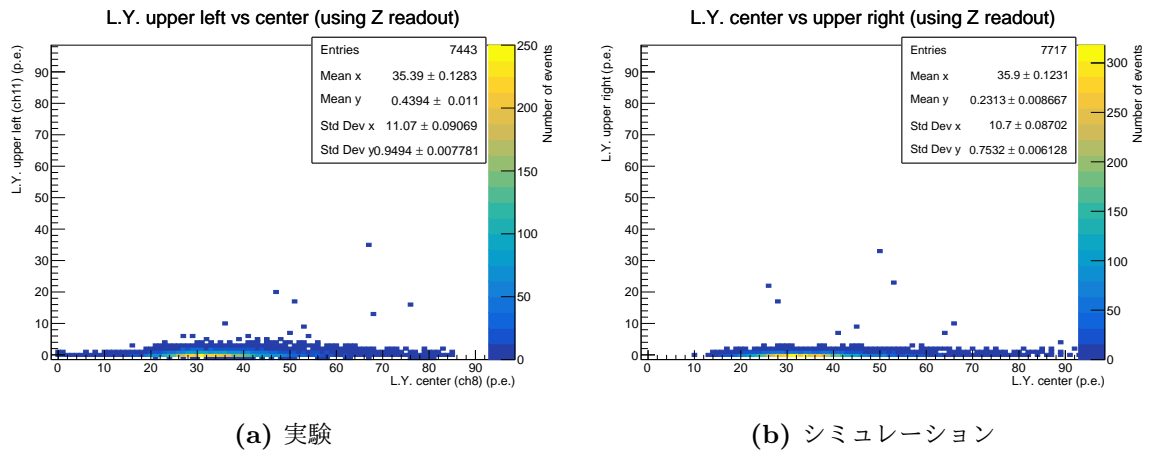
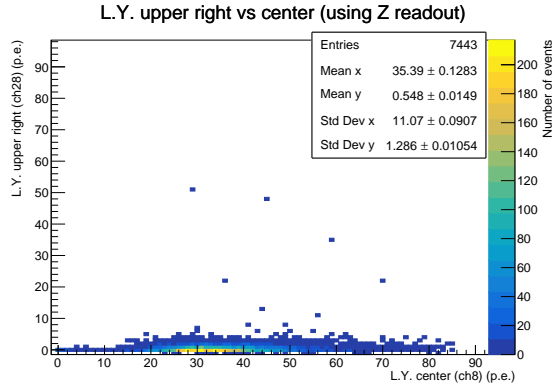
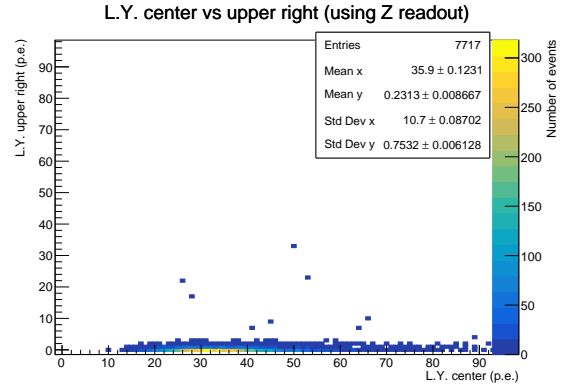


図 4.21 左上側のキューブと中央のキューブの光量比較

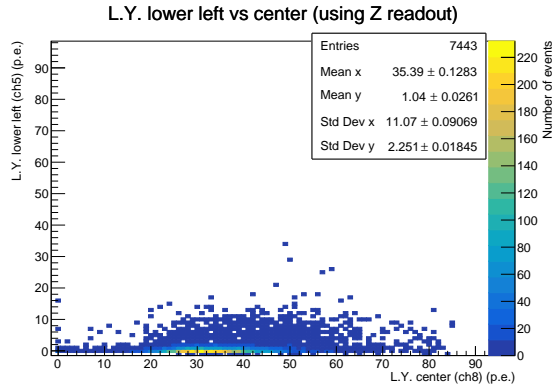


(a) 実験

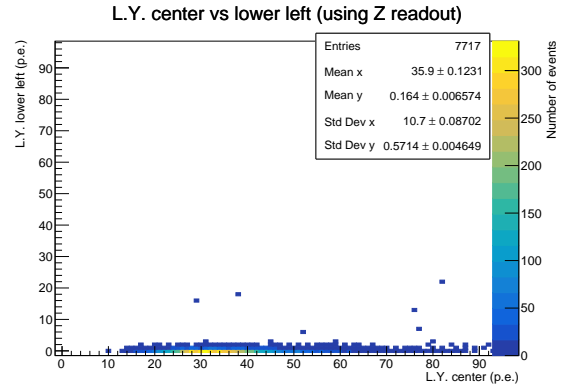


(b) シミュレーション

図 4.22 右上側のキューブと中央のキューブの光量比較

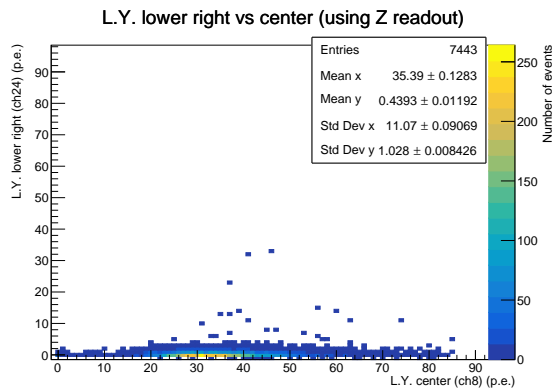


(a) 実験

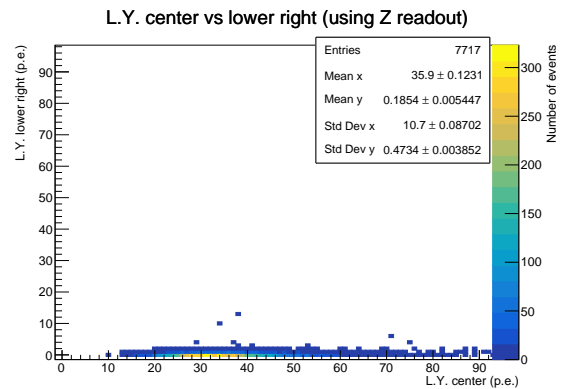


(b) シミュレーション

図 4.23 左下側のキューブと中央のキューブの光量比較



(a) 実験



(b) シミュレーション

図 4.24 右下側のキューブと中央のキューブの光量比較

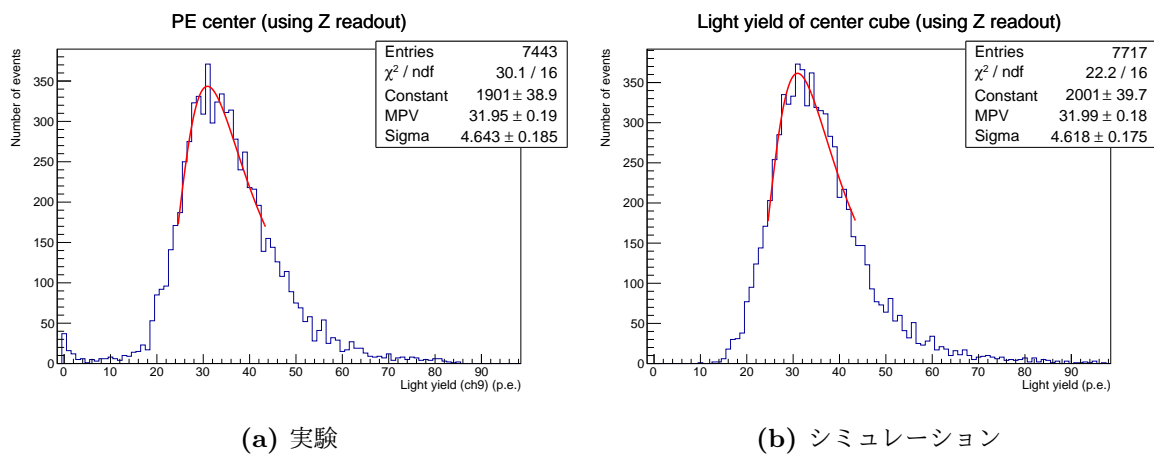


図 4.25 中央のキューブの光量分布

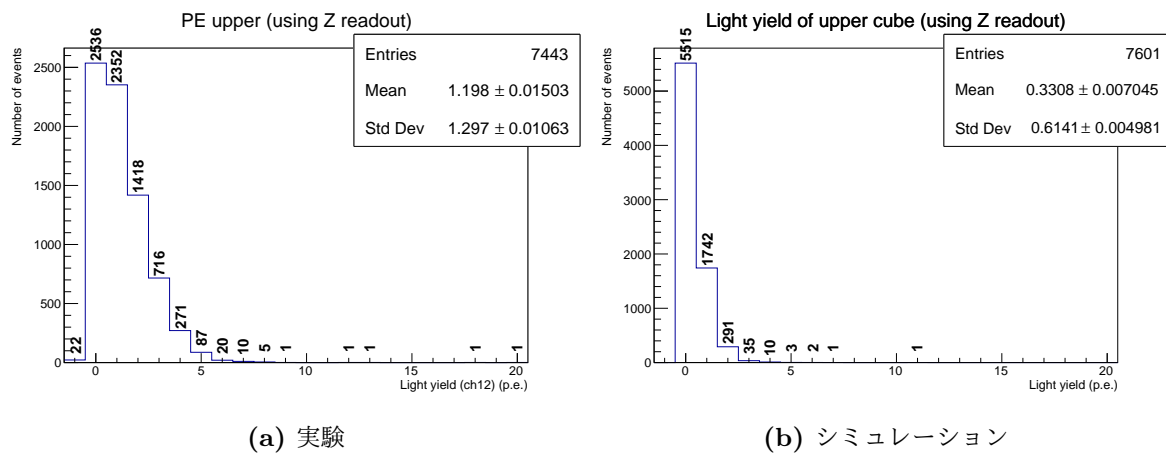


図 4.26 上側のキューブの光量分布

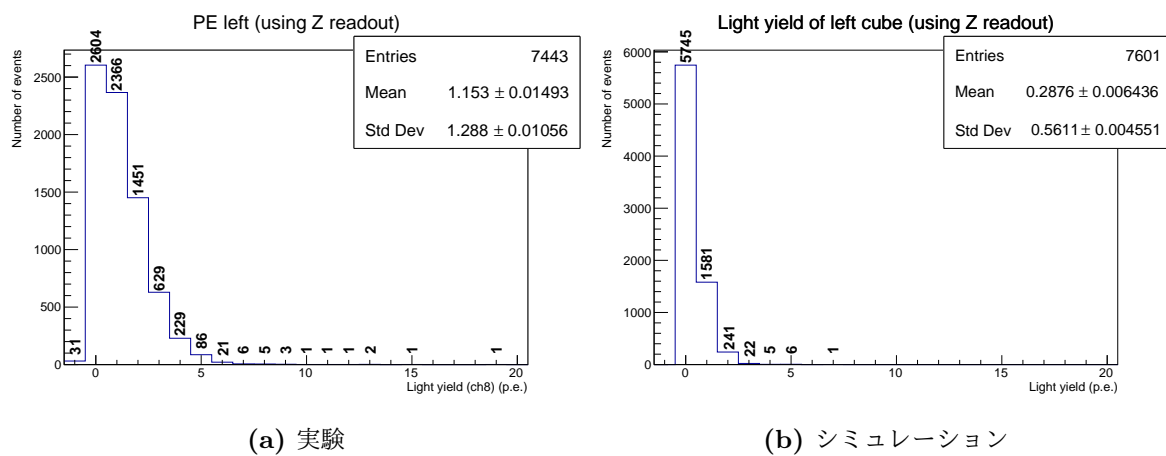
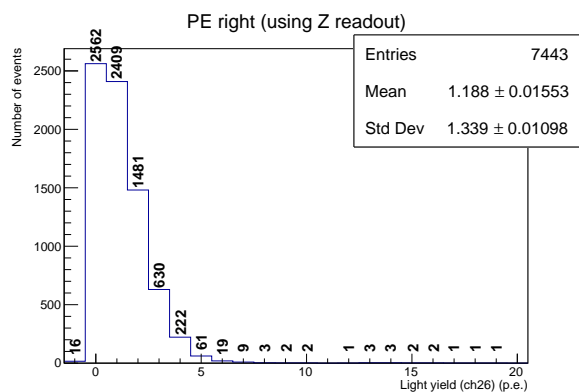
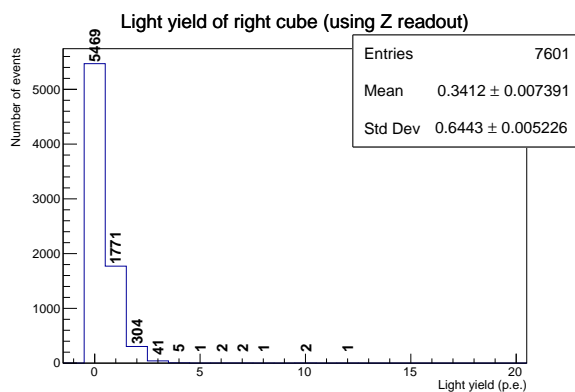


図 4.27 左側のキューブの光量分布

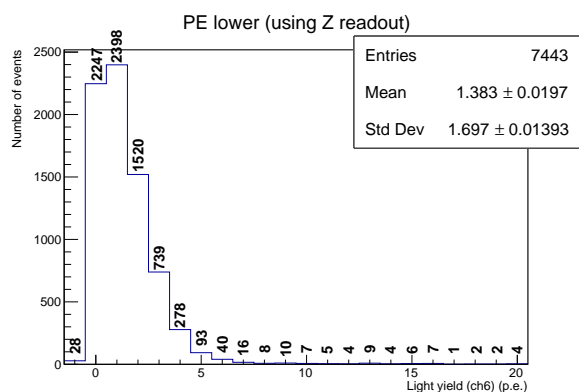


(a) 実験

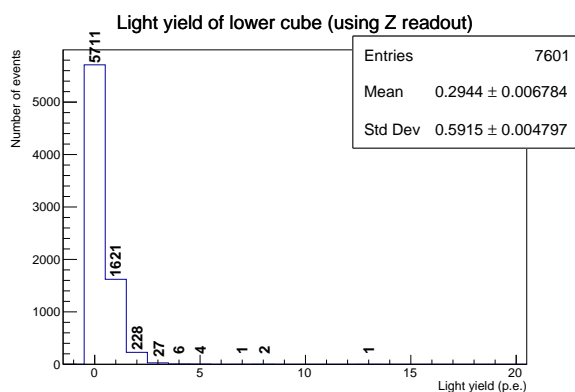


(b) シミュレーション

図 4.28 右側のキューブの光量分布

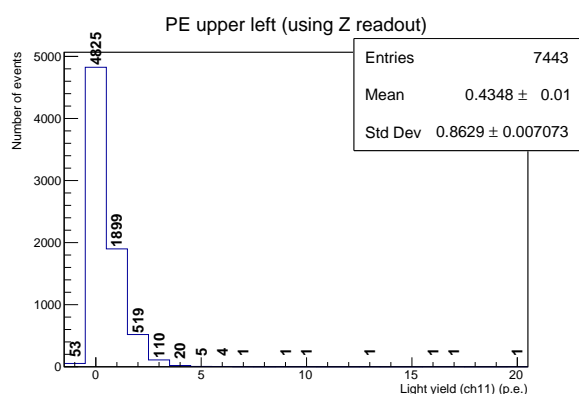


(a) 実験

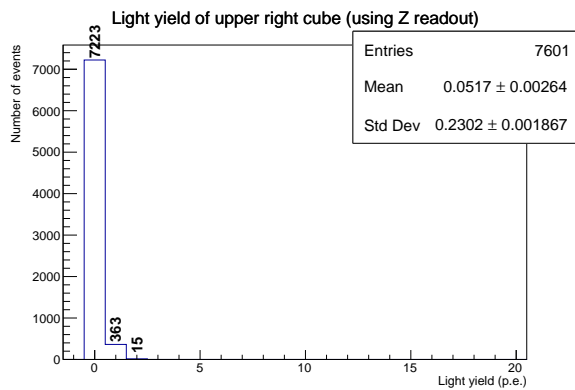


(b) シミュレーション

図 4.29 下側のキューブの光量分布

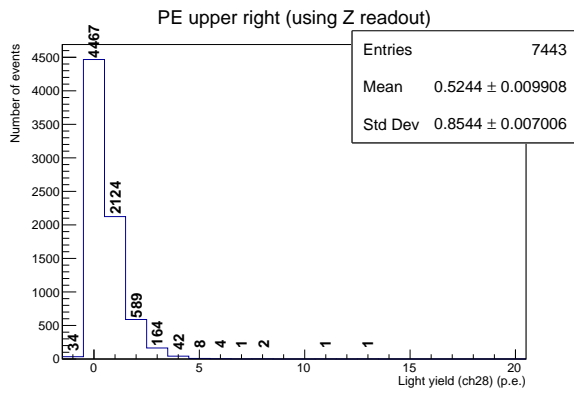


(a) 実験

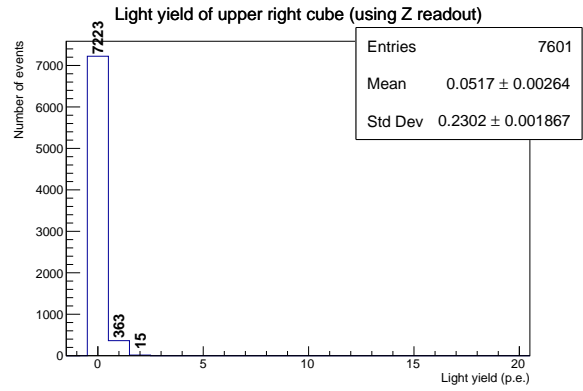


(b) シミュレーション

図 4.30 左上側のキューブの光量分布

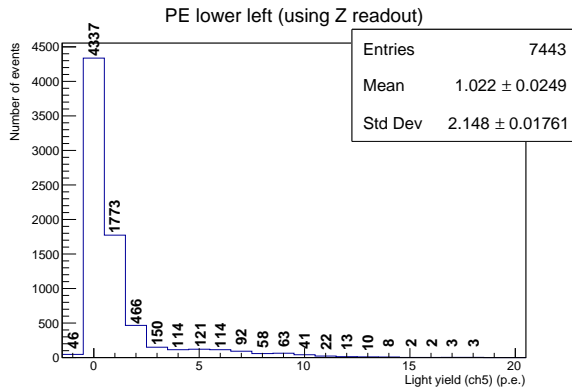


(a) 実験

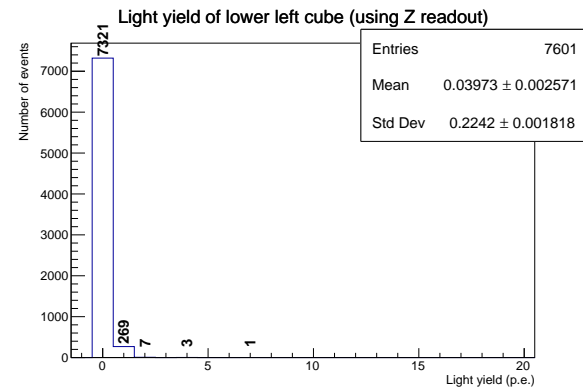


(b) シミュレーション

図 4.31 右上側のキューブの光量分布

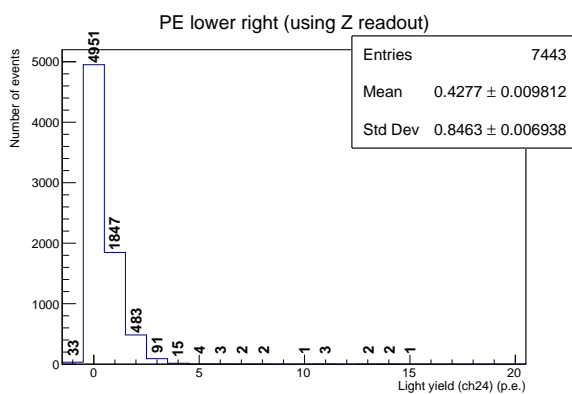


(a) 実験

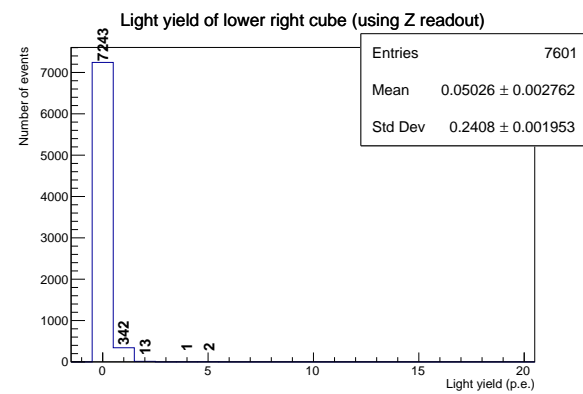


(b) シミュレーション

図 4.32 左下側のキューブの光量分布



(a) 実験



(b) シミュレーション

図 4.33 右下側のキューブの光量分布

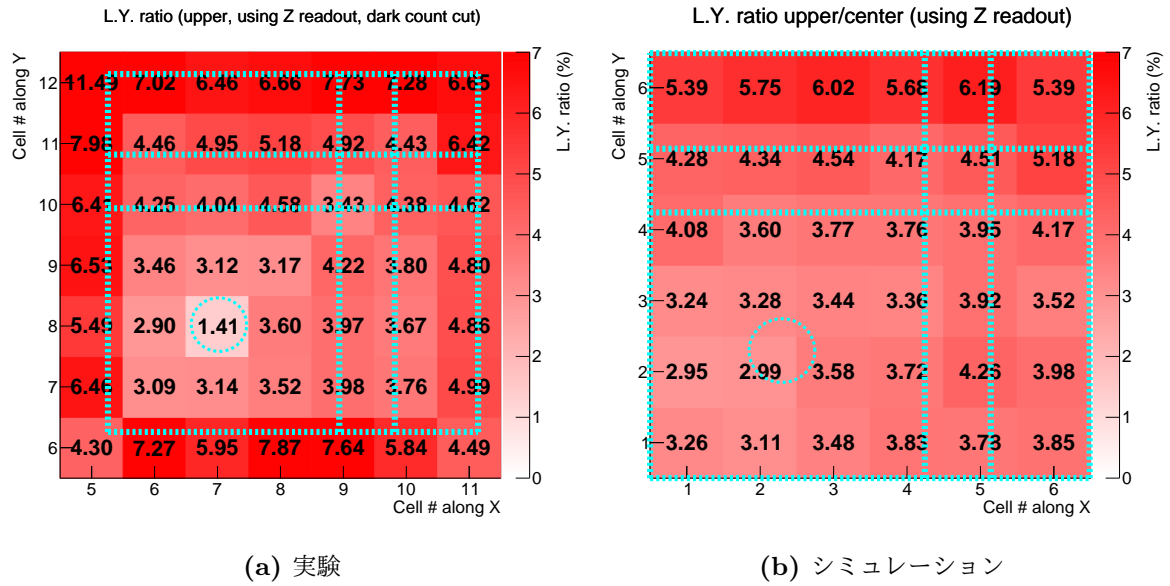


図 4.34 上側のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す。

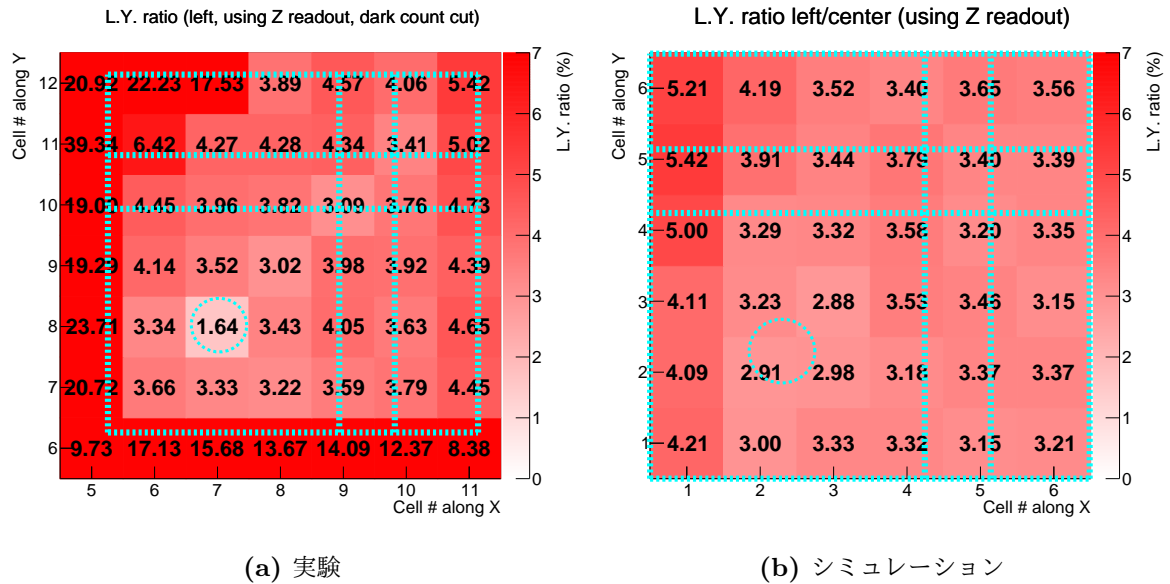


図 4.35 左側のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す。

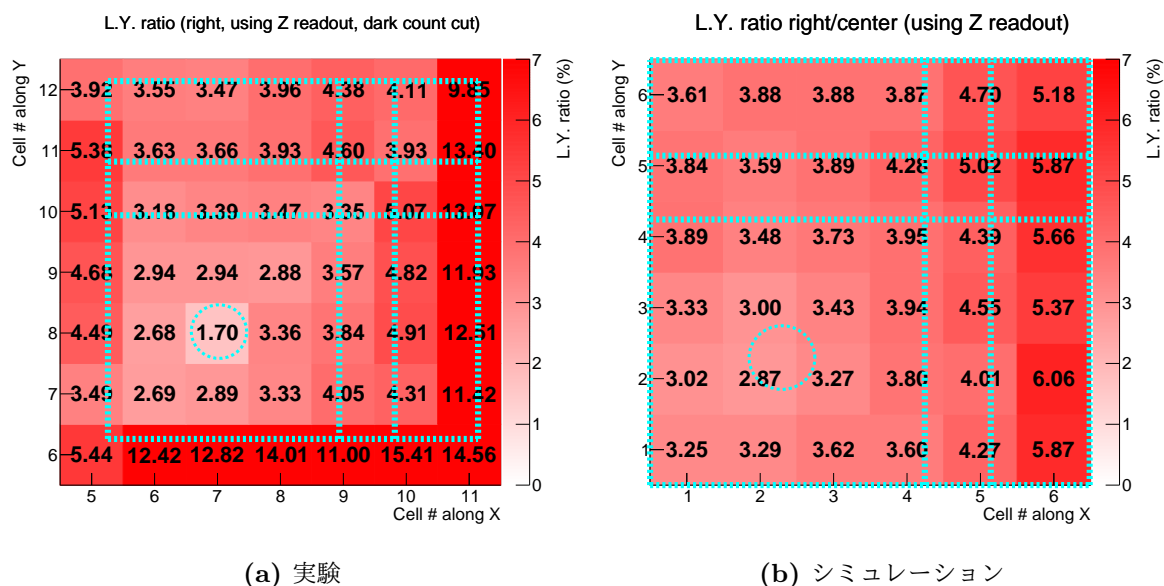


図 4.36 右側のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す.

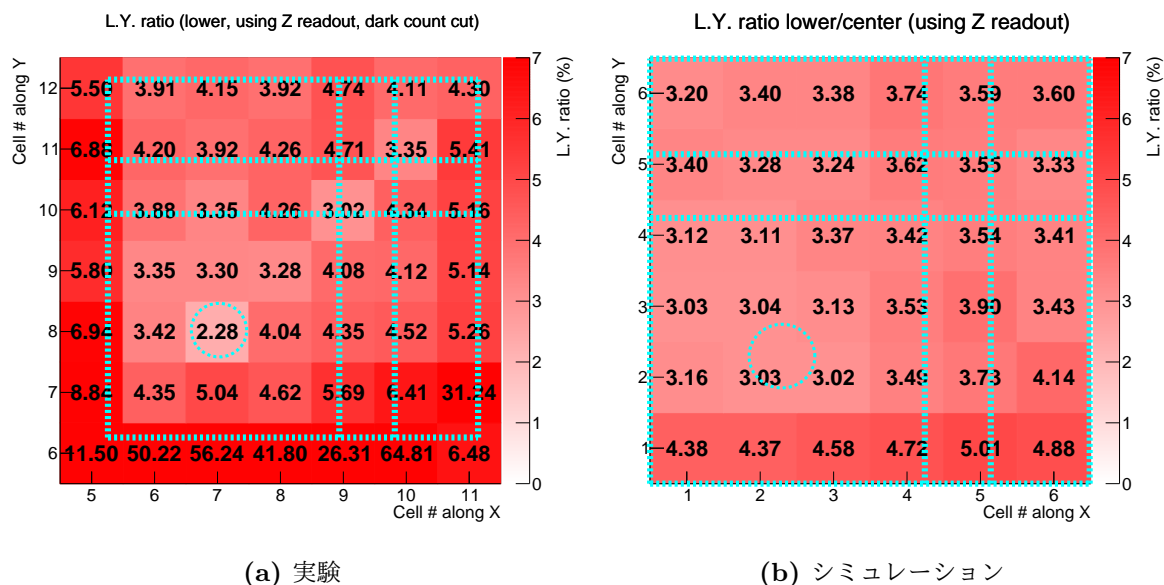
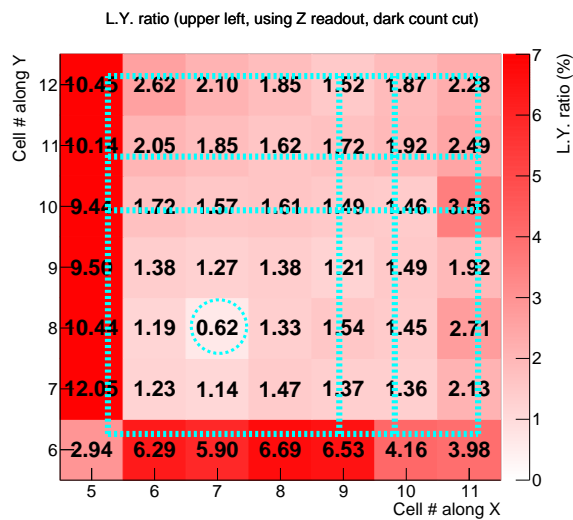
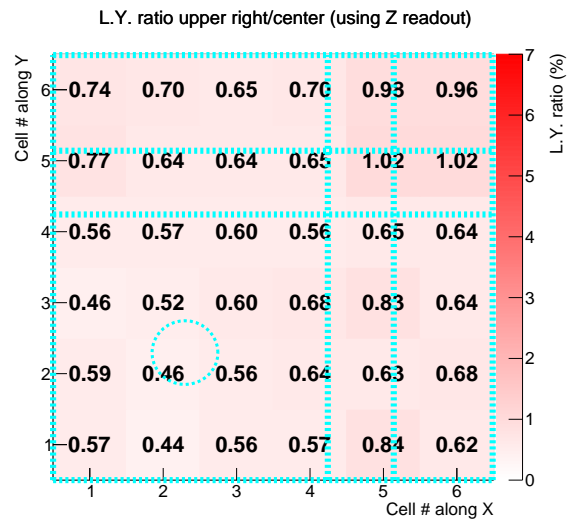


図 4.37 下側のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す.

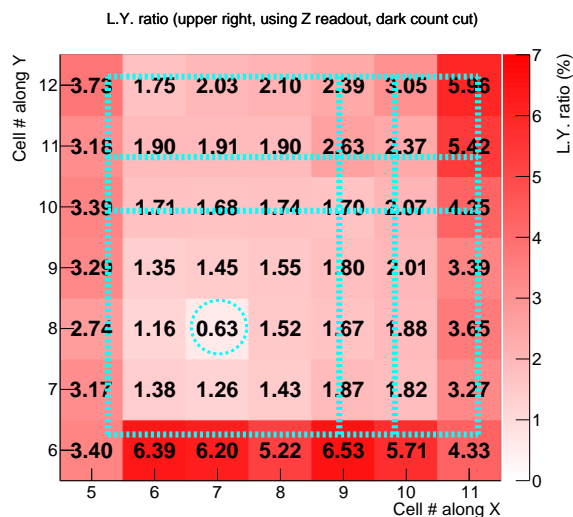


(a) 実験

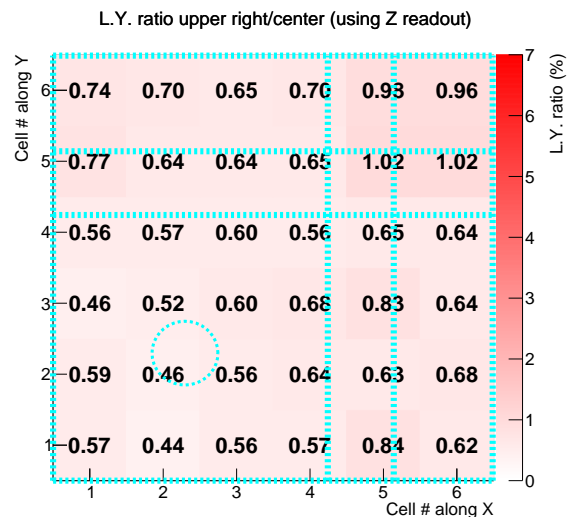


(b) シミュレーション

図 4.38 左上側のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す。

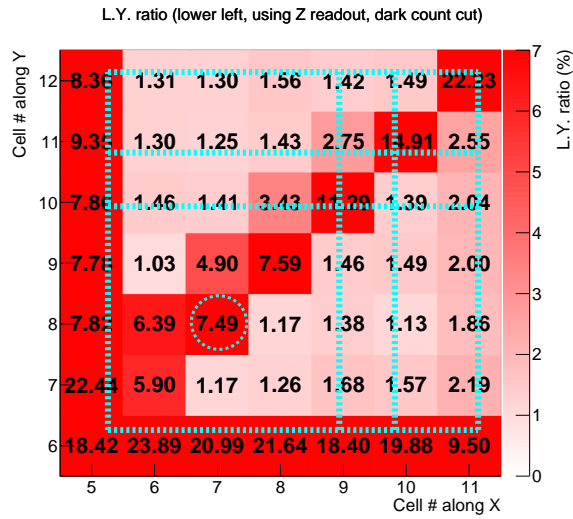


(a) 実験

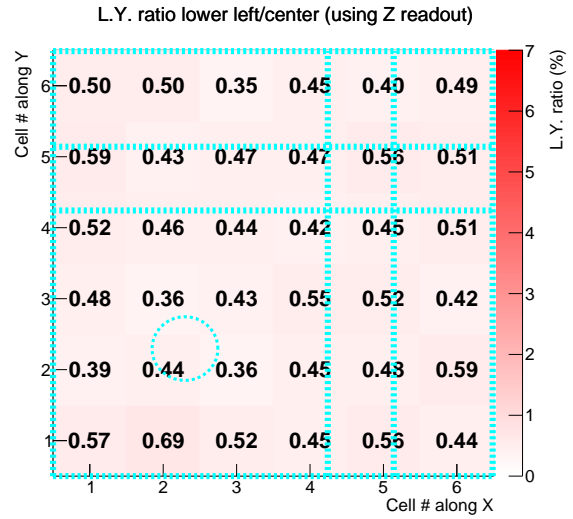


(b) シミュレーション

図 4.39 右上側のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す。

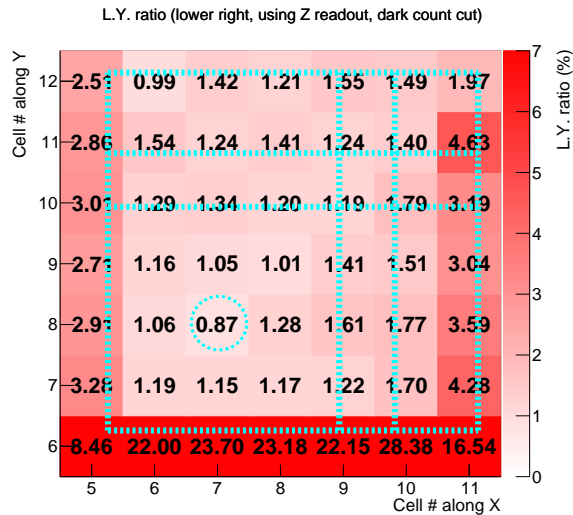


(a) 実験

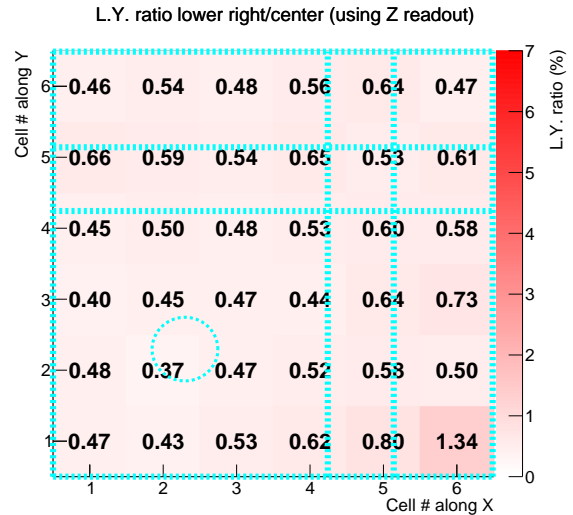


(b) シミュレーション

図 4.40 左下側のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す。



(a) 実験



(b) シミュレーション

図 4.41 右下側のキューブに対するビーム入射位置ごとの L.Y. ratio. 水色の破線はキューブおよびファイバー穴の位置を示す。

4.4 考察

斜め方向のキューブの光量分布における実験とシミュレーションの不一致の理由は以下のようにいくつか挙げられる。

1. 下流側ホドスコープがない
 2. MPPC のダークカウントが実装されていない
 3. データ取得回路のノイズが実装されていない
 4. シンチレータに 1 次発光剤が実装されていない
 5. 発光剤や波長変換ファイバーにおいて光の吸収量が波長ごとに実装されていない
2. について以下に考察する。

MPPC のダークカウントの影響を確認するため、未使用 MPPC チャンネルの光量分布を確認する^{*3}。図 4.42 に未使用 MPPC チャンネルの光量分布の例を示す。この例では全イベント数 75545 に対して、1 p.e. 以上のイベント数が 1814 であるため、ダークカウントレートは

$$\frac{1814}{75545} \approx 0.02401 \quad (4.7)$$

となる。他の未使用チャンネルについても同様に計算した結果、全未使用チャンネルのダークカウントの平均値は 3.0% となった。これをシミュレーションに実装したと仮定して光量分布を簡易的に補正する。具体的には、シミュレーションにおける斜め方向のキューブの光量分布（図 4.30b, 4.31b, 4.33b）の全イベント数のうち 3.0% を 0 p.e. イベント数から差し引き、1 p.e. 以上のイベント数に加える。このときの全イベント数に対する 0 p.e. 以下のイベント数の割合を実験のものと比較すれば、MPPC のダークカウントがどれほど実験とシミュレーションの不一致に影響を与えているかを定量的に示すことができる。例として左上側キューブの光量分布（図 4.30b）で計算する。シミュレーションでは 0 p.e. イベント数は 7278 で、全イベント数 7601 の 95.75% を占める。ここから全イベント数の 3% にあたる 228 を引くと 7050 となる。これは全イベント数の 92.75% を占める。一方、実験では 0 p.e. 以下のイベント数が 4825 で、全イベント数 7443 の 64.82% を占める。右上側、右下側キューブの光量分布に対しても同様の計算をした結果を表 4.2 にまとめた。この計算結果から、MPPC のダークカウントは実験とシミュレーションの不一致の原因のうち 1 割を占めるに過ぎないことがわかった。

^{*3} 未使用 MPPC チャンネルが存在するのは、本研究で扱っている 9 つのシンチレータキューブを用いた実験のほか、 $5 \times 5 \times 5$ 個のキューブを用いた実験も同時期にしていたためである。

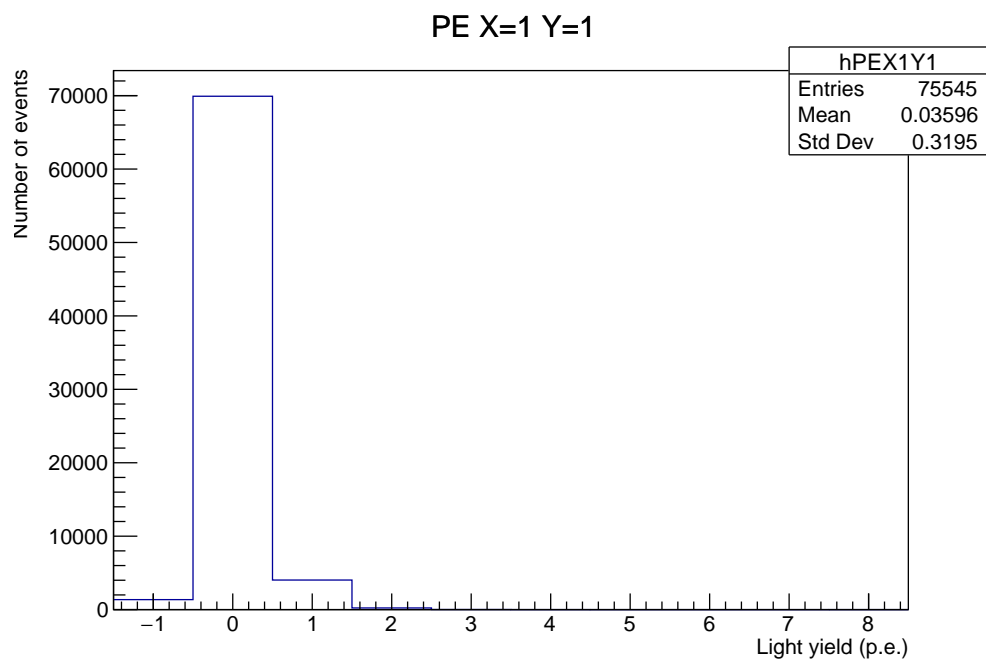


図 4.42 未使用 MPPC チャンネルの光量分布の例

表 4.2 斜め方向のキューブの光量分布における全イベント数に対する 0 p.e. イベント数の割合 (%) の比較

	シミュレーション		実験
	補正前	補正後	
左上	95.75	92.75	64.82
右上	95.02	92.03	60.02
右下	95.29	92.29	66.52

第 5 章

結論

陽電子ビームを用いたシンチレータキューブへの照射試験を行い，SuperFGD 用シンチレータの光学クロストークに関するデータを得た．また，Geant4 によるモンテカルロシミュレーションを行い，ビーム試験を再現するようなシミュレーションを作成した．実験の結果，上下左右方向のキューブへは，ビーム入射キューブの光量比で平均約 4%，斜め方向のキューブへは約 1.5% のクロストークがあることがわかり，シミュレーションは実験結果をおおむね再現できた．しかし，斜め方向のクロストークに関しては再現度が悪かった．この原因の 1 割は MPPC のダークカウントによると考察され，その他の原因の考察は今後の課題である．また，ビーム入射位置ごとのクロストークの解析では，隣接キューブに近い位置にビームがヒットすればクロストークが大きくなることがわかった．今後はイベントごとにクロストークの原因（デルタ線由来か，光子が反射層を透過したのか，ファイバーを通ったのかなど）をシミュレーション上で取得できるようにし，ビームのヒット位置とクロストークの原因を定量的に関係付けることを目指す．

現在 T2K 実験グループはアップグレードされた ND280 の検出器シミュレーションを開発中であるが，このシミュレーションでは計算時間の問題から，本研究で作成したシミュレーションのようにシンチレータで発生したシンチレーション光子 1 つ 1 つをシミュレートすることは行っていない．そのため，不正確なシミュレーションとなっている可能性がある．今後は本研究で作成したシミュレーションを用いて，様々な方向から粒子を入射する，様々な種類の粒子を入射する，様々な大きさの運動量の粒子を入射するなど，条件を変えてクロストークの大きさを計算し，ビーム入射位置，エネルギーなどを引数に取るような「クロストーク関数」を定義し，それを ND280 の検出器シミュレーションに取り入れることによって，クロストークが検出器の性能にどの程度影響を与えるのかを確認する．

謝辞

本研究を遂行するにあたり，多大なるご指導を賜りました首都大学東京の角野秀一教授に深く感謝いたします．また，研究内容に対して適切なる助言を頂きました汲田哲郎助教，住吉孝行客員教授，東京大学の横山将志教授，岩本康之介研究員，京都大学の市川温子准教授，木河達也助教，高エネルギー加速器研究機構の松原綱之助教，小川智久研究員に感謝いたします．加えて，ELPHでの実験の際し便宜を図って下さいました東北大学の宮部学助教にも感謝いたします．最後に，首都大学東京の在原拓司さん，東京大学の藤田亮さん，松下昂平さん，京都大学の栗林宗一郎さんはELPHのビーム試験と一緒に遂行し，研究を行う際も様々なアドバイスを頂きました．ありがとうございました．

付録 A

シミュレーション上でのシンチレータ 反射層の反射率および透過率測定

A.1 測定セットアップ

Geant4 上での光の反射率および透過率を確認するために図 A.1, A.2 のようなセットアップを作成した。図 A.1 の水色の線は光が反射または透過する境界面を表す。このセットアップでは境界面に対して光が垂直に入射するため、透過する場合には必ずまっすぐ進み、光検出器に入射する（屈折はしない）。境界面を光が反射した場合には再度反射されて光検出器に入ることのないように、光吸収材を配置した。図 A.1 では描画していないが、実際には図 A.2 のように X 方向にも吸収材が配置されている。ここではただ単に境界面の反射率を測定するという目的から、光検出器の検出効率は 100% とした。第 4 章のシミュレーションと同様、境界面での吸収は起こらないように設定した。

以上のようなセットアップを用いて光を 10000 回発射し、光検出器に何回光が到達したかを調べる。同じシミュレーションを複数の反射率で行う。

A.2 結果

例として、反射率を 90% に設定したときの光検出器の光子検出数のヒストグラムを図 A.3 に示す。図から、光検出器に光が到達しなかったイベントが約 8000、到達したイベントが約 2000 であることがわかる。このヒストグラムの平均値が「実効的な透過率」にあたるので、「実効的な反射率」は 1 から実効的な透過率を引けばよい。この例では、実効的な反射率は 80.99% である。

結果を表 A.1 に示す。これを散布図にプロットし、2 次曲線でフィットしたものが図 A.4 である。この結果より、実効的な反射率は設定した反射率のほぼ 2 乗となることがわかった。このような動作が Geant4 の仕様なのか、バグなのかは不明である。

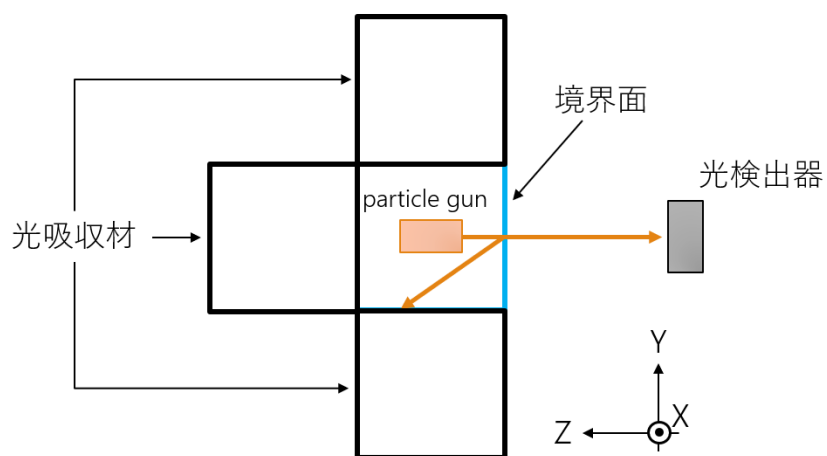


図 A.1 シミュレーションのセットアップ

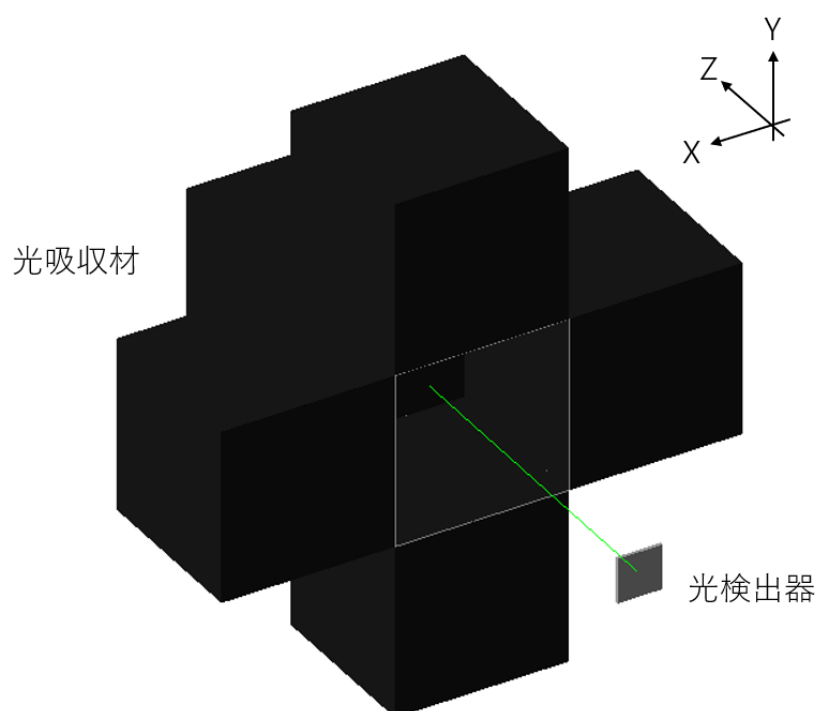


図 A.2 シミュレーションのセットアップ (3DCG)

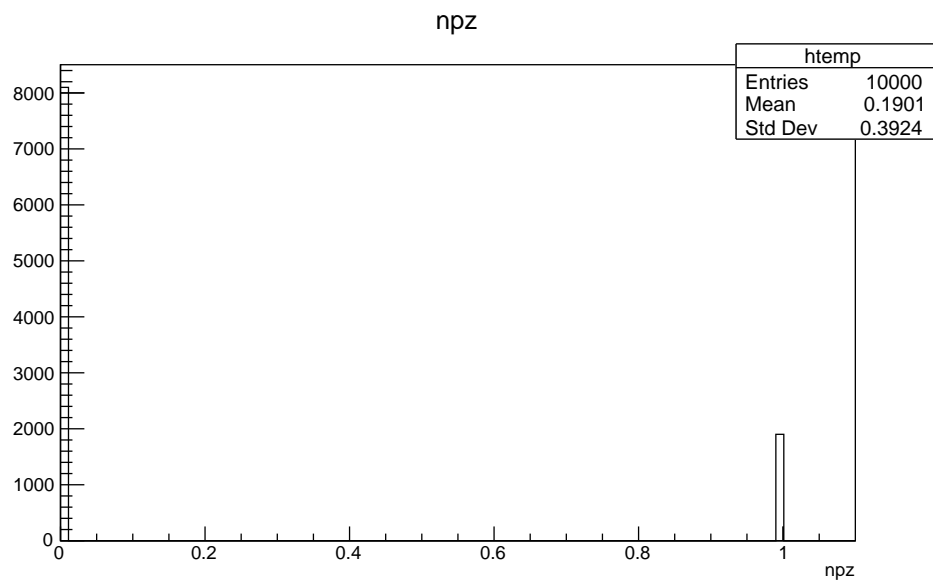


図 A.3 反射率を 90% に設定したときの光検出器での光子検出数

表 A.1 設定した反射率と実効的な透過率・反射率

設定した反射率	実効的な透過率	実効的な反射率
0	1	0
0.1	0.9893	0.0107
0.3	0.9109	0.0891
0.6	0.6472	0.3528
0.9	0.1901	0.8099
0.985	0.0321	0.9679
0.99	0.0211	0.9789
0.999	0.0017	0.9983

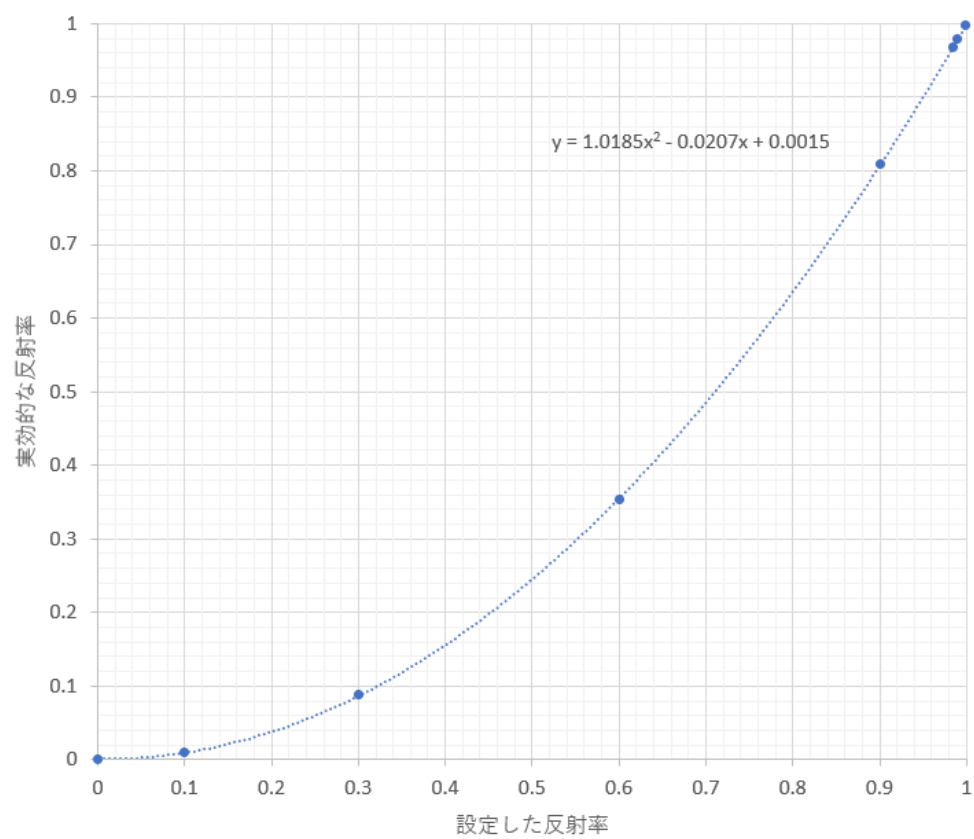


図 A.4 設定した反射率と実効的な反射率の関係

参考文献

- [1] <http://higgstan.com/standerd-model/>.
- [2] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [3] Y. Hayato, ニュートリノ反応のお話, <https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/nuf Frontier/files/hayato-20140111.pdf>.
- [4] I. Esteban et al., Journal of High Energy Physics **2019**, 106 (2019).
- [5] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), Phys. Rev. Lett. **112**, 061802 (2014).
- [6] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), Phys. Rev. D **96**, 092006 (2017).
- [7] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), Phys. Rev. D **88**, 032002 (2013).
- [8] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), arXiv:1609.04111 (2016).
- [9] T. Adam et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **577**, 523 (2007).
- [10] <http://kuraraypsf.jp/pdf/all.pdf>.
- [11] E. Noah et al., in International conference on new photo-detectors, Vol. 252 (SISSA Medialab, 2016), p. 031.
- [12] <https://www.lns.tohoku.ac.jp/>.
- [13] <http://www.fiberfin.com/>.
- [14] <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/index.html>.
- [15] S. Agostinelli et al., Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506**, 250 (2003).
- [16] <https://gitlab.cern.ch/geant4/geant4/tree/v10.5.1/examples/extended/optical/wls>.
- [17] <https://git.t2k.org/awataguchi/optsim-superfgd>.
- [18] B. Leverington et al., arXiv preprint arXiv:1106.5649 (2011).
- [19] A. Levin et al., in 1996 IEEE nuclear science symposium. conference record, Vol. 2 (IEEE, 1996), pp. 702–706.
- [20] D. Beznosko et al., in Ieee symposium conference record nuclear science 2004. Vol. 2 (IEEE, 2004), pp. 790–793.

- [21] J. Argyriades et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **625**, 20 (2011).
- [22] O. Mineev et al., Journal of Instrumentation **6**, P12004 (2011).
- [23] https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052j.pdf.